HAL
open science

Conception et mise en oeuvre d'un télémètre à très haute exactitude pour application aux missions spatiales de vol en formation et à la caractérisation des grandes installations

Duy-Hà Phung

▶ **To cite this version:**

Duy-Hà Phung. Conception et mise en oeuvre d'un télémètre à très haute exactitude pour application aux missions spatiales de vol en formation et à la caractérisation des grandes installations. Autre [cond-mat.other]. Université Nice Sophia Antipolis, 2013. Français. NNT : 2013NICE4038 . tel-00868028

HAL Id: tel-00868028

https://theses.hal.science/tel-00868028v1

Submitted on 1 Oct 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS – UFR SCIENCES
Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

THESE

pour obtenir le titre de

Docteur en sciences

de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Physique

présentée et soutenue par

PHUNG Duy-Hà

Conception et mise en œuvre d'un télémètre à très haute exactitude pour application aux missions spatiales de vol en formation et à la caractérisation des grandes installations

Thèse dirigée par Michel LINTZ
soutenue le 25 juin 2013

Jury :

M. François Bondu	Chargé de recherche	Rapporteur
M. Thierry Bosch	Professeur	Rapporteur
M. Luc Chassagne	Professeur	Examinateur
M. Yves Salvadé	Professeur	Examinateur
M. Giorgio Santarelli	Ingénieur de recherche	Examinateur
M. Michel LINTZ	Chargé de recherche	Directeur de thèse

ABSTRACT

Beyond its use in geophysics or in large scale metrology, laser-based measurement of long distances is expected to find numerous applications in space missions. Synthetic aperture instruments in formation flight require that the constellation geometry be known and controlled to much better than the wavelength of the observation window.

To meet these needs, we have been studying a novel laser ranging scheme that combine an interferometric measurement, performed on a two-mode laser beam, and a time of flight measurement. My thesis focused on the design, implementation, and characterization of the interferometric measurement. To prevent systematic errors due to slow drifts in the microwave components, the two phase measurements of optical wavelength (1.55 microns) and the synthetic wavelength (15 mm) are extracted from the same two-mode interference signal by using a dedicated measurement procedure: we perform interference signal measurements at three optical frequency values of the laser source, calculated based on the time of flight measurement result. The rangefinder utilizes the two-mode interference signal properties and exploits phase and amplitude of the 20 GHz signal in a manner to eliminate long-term phase drifts of the microwave signal in the measurement chain. We can expect in less than 0.1 s, a measurement with sub-nanometer accuracy and resolution.

The experimental setup showed that the principle is correct. On an optical path measurement in air, we obtained a 100 pm resolution in 100 us, which allows us to observe the acoustic noise. The measurement signal noise allows expecting a 10 pm resolution in 43 ms. Optical imperfections in the setup have been observed. They were described by an analytical expression, then, using dedicated optics, they were reduced to the level required for the instrument operation. The phase of two-mode signal is affected to several 10^{-3} cycle errors which, if not corrected, result in errors in the measurement length by multiples of the optical wavelength. We performed a specific study of amplitude-to-phase coupling causing this deformation, and showed that it is part of thermal origin, related to the power of several kW/cm² dissipated in the 20 GHz photodiodes. This effect, close to what has been known for some years in microwave instrumentation under the name of "memory effects", is difficult to take into account and the correction made on the data can not completely prevent the rangefinder from delivering incorrect values of the distance. In concluding this thesis two options are presented to remedy this signal distortion and result in a high accuracy instrument.

Key words: Laser rangefinder, metrology, phase measurement, optical interference, amplitude-to-phase coupling, microwave instrumentation

RESUME

Au-delà de son utilisation en géophysique ou en métrologie à grande échelle, la télémétrie laser des longues distances devrait trouver de nombreuses applications pour les missions spatiales. Les instruments d'observation par synthèse ouverture en vols en formation demandent que la géométrie de la constellation soit connue et contrôlée à bien mieux que la longueur d'onde de la fenêtre d'observation.

Pour répondre à ces besoins, nous avons étudié un nouveau schéma de mesure qui combine une mesure interférométrique, réalisée sur un faisceau à deux modes et une mesure de temps de vols. Mon travail de thèse a porté sur la conception, mise en œuvre et la caractérisation de la mesure interférométrique. Pour qu'elles ne soient pas affectées par les dérives lentes de l'instrumentation microonde, les deux mesures de phase de longueur d'onde optique (1.55 µm) et de longueur d'onde synthétique (15 mm) sont extraites d'un même signal d'interférence à deux modes en utilisant une procédure de mesure dédiée : on réalise des mesures du signal d'interférence à trois valeurs de la fréquence optique de la source, calculées d'après le résultat de la mesure de temps de vol. Le télémètre met à profit les propriétés du signal d'interférence à deux modes et exploite la phase et l'amplitude du signal à 20 GHz de façon à éliminer les dérives de phase à long terme du signal microonde dans les chaînes de mesure. On peut en attendre, en moins de 0.1 s, une mesure de résolution et d'exactitude inférieures au nanomètre.

Le montage expérimental a permis de montrer que le principe de mesure est correct. Sur la mesure d'un chemin optique dans l'air, nous avons obtenu une résolution de 100 pm à 100 µs, qui nous permet d'observer le bruit acoustique. Le bruit sur la mesure des signaux permet d'espérer une résolution de à 10 pm à 43 ms. Les imperfections optiques du montage ont été mises en évidence: elles ont été décrites par une expression analytique, puis à l'aide d'optiques dédiées réduites au niveau nécessaire pour le fonctionnement de l'instrument. La phase des signaux de battement à 20 GHz est affectée d'erreurs de plusieurs 10^{-3} cycles qui, si elles ne sont pas corrigées, provoquent des erreurs de la mesure de longueur par une ou plusieurs fois la longueur d'onde optique. Nous avons réalisé une étude spécifique du couplage amplitude-phase à l'origine de cette déformation, et montré qu'il est en partie d'origine thermique, lié à la puissance de plusieurs kW/cm² dissipée dans les photodiodes à 20 GHz. Cet effet, voisin de ce qui est connu depuis quelques années en instrumentation microonde sous le nom d' "effet mémoire", est difficile à prendre en compte et la correction qui est faite sur les données ne parvient pas totalement à éviter que le télémètre délivre des valeurs erronées de la distance. En conclusion de ce mémoire deux options sont présentées afin de remédier à cette déformation du signal et d'aboutir à un instrument de haute exactitude.

Mots clés : Télémétrie laser, métrologie, mesure de phase, interférence optique, couplage amplitude/phase, instrumentation micro-ondes.

REMERCIEMENTS

Je souhaite remercier en premier lieu mon directeur de thèse Michel Lintz de m'avoir accueilli au sein de l'équipe de la télémétrie laser. Je le remercie pour le temps et la patience qu'il m'a accordés tout au long de ces années. Il est comme un professeur très dévoué qui a répondu à mes nombreuses questions. Je garderai dans mon cœur sa pédagogie, son efficacité et sa rigueur. Pour tout ce qu'il m'a donné, je le remercie très sincèrement.

Je remercie Nary Man, Directrice du laboratoire Artemis, de m'avoir accepté au sein de son laboratoire pour la réalisation de cette thèse.

Je tiens à remercier Alain Brillet pour sa disponibilité, ses pertinents conseils et ses réponses.

Je remercie François Bondu et Thierry Bosch qui ont accepté d'évaluer mon travail de thèse et d'en être les rapporteurs. Merci également aux autres membres du jury, Luc Chassagne, Yves Salvadé, Giorgio Santarelli, qui ont accepté d'examiner mon travail.

Je souhaite remercier l'électronicien du laboratoire, Jean-Pierre Coulon, qui m'a beaucoup aidé pour le travail sur les montages électroniques. Un grand merci à Mourad Merzougui pour son enthousiasme, sa disponibilité et son expertise en mécanique.

Je remercie Clément Courde, le premier à travailler sur Iliade, qui m'a beaucoup aidé dans la réalisation des premiers montages optiques. Et je le remercie aussi pour les données de sa thèse que j'ai utilisées.

J'adresse aussi de vifs remerciements tous les membres des équipes qui ont collaboré avec nous sur le projet Iliade, Etienne Samain, Hervé Mariey, Stéphane Pitois, Julien Fatome et Christophe Finot.

Je remercie aussi les gens du laboratoire ARTEMIS avec qui j'ai pu travailler ou discuter comme Frédéric Cléva, Oualid Chaibi, Marylène Fontana, Seyna N'Diaye, Mickaël Pichot, David Andrieux.

Je n'oublie pas non plus tous mes amis qui ont été toujours à côté de moi. Un très grand merci à mes amis vietnamiens à Nice, qui m'ont donné l'impression que Nice n'est pas loin de mon pays natal.

Enfin, je remercie mes parents, ma sœur et ma famille de m'avoir encouragé et soutenu tout au long de mes études, pour votre amour, votre confiance et votre présence dans les moments difficiles. Les appels vidéo tous les weekends deviendront des bons souvenirs inoubliables pour moi. Ils me manquent beaucoup.

Table des matières

Introduction **1**

1. Chapitre 1. Le besoin en télémétrie laser absolue **5**

1.1. Les télescopes à deux satellites **6**

1.1.1. Simbol-X 6

1.1.2. X-ray Evolving Universe Spectroscopy (XEUS mission) 6

1.1.3. NEAT 7

1.2. Les télescopes d'astrométrie différentielle **7**

1.2.1. L'astrométrie différentielle 7

1.2.2. Les télescopes d'Astrométrie différentielle 8

1.2.2.1. Very Large Telescope Interferometer (VLTI) 8

1.2.2.2. Space Interferometry Mission (SIM Lite) 9

1.3. Les projets d'interférométrie annulante **10**

1.3.1. Le principe de l'interféromètre annulante 10

1.3.2. Les projets d'interférométrie annulante dans l'espace 11

1.3.2.1. Le projet spatial Darwin/TPF-I 11

1.3.2.2. Les précurseurs de Darwin et TPF-I : FKSI et PEGASE 12

1.4. Télescope dilué (LDT – Large Diluted Telescope) **12**

1.4.1. Télescopes Dilués terrestres 12

1.4.2 Le télescope dilué spatial : SI 14

1.5. Conclusion **14**

2. Chapitre 2. Les différentes techniques de télémétrie laser **16**

2.1. Les approches non-interférométriques **16**

2.1.1. Mesure de temps de vols d'impulsions laser 16

2.1.2. Mesure de déphasage d'onde modulée en amplitude 17

2.2. Les approches interférométriques **21**

2.2.1. Mesure de distance par plusieurs interférences à une longueur d'onde 21

2.2.2. Mesure de distance par dérive de fréquence (FMCW) 22

2.2.3. Mesure de distance par interférence à deux ou plusieurs longueurs d'onde 23

2.3. Les approches mixtes combinant une mesure de temps de vol **26**

2.3.1. Combinaison temps de vols et corrélation d'impulsions 26

2.3.2. Combinaison temps de vols et interférence hétérodyne (« échantillonnage optique«) 27

2.3.3. Combinaison temps de vols + mesure de phase synthétique et interférométrique. 28

2.4. Conclusion **30**

3. Chapitre 3. Principe de fonctionnement du télémètre Iliade **31**

3.1. Le signal d'interférence à deux modes **31**

3.2. Propriétés du signal d'interférence à deux modes **33**

3.3. Méthode d'exploitation du signal **36**

3.3.1. Le principe de la mesure à 3 points 37

3.3.2. Procédure de calcul de ΔL 39

3.4. Conditions pour la réussite des mesures **43**

3.4.1. Exactitude de mesure 43

3.4.2. L'effet du mouvement de la cible 45

4. Chapitre 4. Mise en œuvre du télémètre ILIADE **47**

4.1. Schéma du montage, caractéristiques des composants **47**

4.1.1. Introduction 47

4.1.2. Caractérisation de la source laser 48

4.1.3. Contrôle de la fréquence optique par le modulateur acousto-optique 50

4.1.4. La chaîne électronique de mesure 52

4.1.5. Le phasemètre rapide 53

4.2. Observation du signal d'interférence à deux modes **55**

4.3. Contrôle de la longueur de la voie de mesure ; choix de ΔL pour la caractérisation des effets systématiques **56**

5. Chapitre 5. Caractérisation fine des défauts sur le signal **59**

5.1. Effet des parasites optiques **59**

5.1.1. Expression analytique pour le signal en présence d'un faisceau parasite 60

5.1.1.1. l_p voisin de L : $|l_p - L| << L$ 62

5.1.1.2. l_p voisin de $2L$: $|l_p - 2L| << L$ 63

5.1.2. Parasites de double réflexion dans l'interféromètre 64

5.1.3. Prise en compte de la diaphonie de polarisation dans l'interféromètre 66

5.1.4. Parasites associés à la présence de bandes latérales sur le spectre de la source bi-mode 66

5.1.5. Montage n'utilisant que des optiques prismatiques 68

5.1.6. Les segments expérimentaux avec des optiques prismatiques 69

5.2. La diaphonie dans les chaînes électroniques de mesure **72**

5.3. Défaut sur la mesure de phase – le couplage amplitude/phase (AM/PM) **75**

5.3.1. Observation du défaut sur la mesure de phase 75

5.3.2. Les contributions des différents composants du montage aux défauts de couplage amplitude/phase 77

5.3.2.1. Montage sans amplificateurs HF 77

5.3.2.2. Montage utilisant des amplificateurs HF 79

5.3.3. Etude du couplage AM/PM sur deux photodiodes, EM4 et New Focus 81

5.3.3.1. Caractérisation de deux photodiodes rapides: article soumis 82

5.3.4. Les corrections des défauts de phase sur les données télémétriques d'Iliade. 91

5.3.4.1. Correction de l'effet AM/PM stationnaire 91

5.3.4.2. Correction de l'effet AM/PM transitoire ms 92

5.3.4.3. Correction de l'effet AM/PM transitoire µs 93

5.4. Défaut sur la mesure d'amplitude – la saturation 100

5.5. Les dérives lentes de la phase et des amplitudes selon le temps 103

5.6. Bruit statistique de la chaîne de mesure 104

6. Chapitre 6. Résultats obtenus avec le télémètre ILIADE 106

6.1. Montage expérimental 106

6.1.1. La source bi-mode 106

6.1.2. La partie optique 107

6.1.3. La partie électronique 110

6.2. La stabilité des mesures de phase et des amplitudes 110

6.3. La résolution de la mesure interférométrique 111

6.4. Convergence de la mesure de phase synthétique 115

6.5. L'effet de la distorsion électronique sur le résultat télémétrique expérimental 115

6.6. Nouvelle procédure avec cadence d'acquisition ralentie 120

6.7. Le montage avec l'amplificateur HF HP83017A 125

Conclusion et perspectives 128

Table des figures 132

Table des tableaux 135

Bibliographie 136

Annexe 141

Annexe A1 : Procédure de mesure et de calcul 141

Annexe A2 : Condition sur la vitesse de la cible. 152

Annexe A3 : Condition sur le bruit de la fréquence du laser 158

Annexe A4 : Les optiques prismatiques 161

Annexe A5 : L'effet de l'indice de groupe 164

Annexe A6 : Expression analytique pour le signal d'interférence à deux modes en présence d'un ou plusieurs faisceaux parasites 167

Annexe A7 : L'effet des distorsions du signal sur le résultat télémétrique final 169

Annexe A8 : L'effet de diaphonie de polarisation dans l'interféromètre 174

Annexe A9 : Exactitude de mesure d'Iliade pour diverses sources d'erreur 178

Annexe A10 Avantages et limites de l'utilisation des fibres "PM" 190

Introduction

La mesure des distances est essentielle dans beaucoup de secteurs technologiques ou scientifiques. La télémétrie des grandes distances peut trouver des applications en géodésie et en géophysique (étude des structures géologiques) où les besoins se sont manifestés très tôt [Bender 1967] ou pour le contrôle des installations de grandes dimensions [Estler 2002]. Des méthodes ont d'ailleurs été suggérées très tôt pour remédier en partie aux problèmes associés à l'indice de l'air et à ses variations [Bender 1967].

Dans l'espace, la mesure des distances trouve de nombreuses applications, comme dans les missions de gravimétrie, qui déterminent de façon très précise la distribution et le déplacement des masses à la surface de la terre. La cartographie du champ gravitationnel de la terre est obtenue par la mesure de l'accélération relative de deux satellites en vol en formation autour de la terre[1], et sera améliorée lorsque la mesure des distances bénéficiera des résolutions et des exactitudes nanométriques permises par l'interférométrie laser. Certains instruments, dont les performances croissent avec la taille, font l'objet de projets ou de réalisations au sol, ou de projets de vol en formation dans l'espace. C'est le cas des instruments d'observation à synthèse d'ouverture, comme les hypertélescopes [Le Coroller 2004] ou d'interférométrie annulante, comme la mission Darwin [Fridlund 2008]. Leur fonctionnement interférométrique exige que les différents chemins optiques soient connus et contrôlés à beaucoup mieux que la longueur d'onde de la fenêtre d'observation.

La mesure de la phase d'un faisceau optique modulé à une haute fréquence F fournit une information simple sur la distance à une cible, à condition de réaliser la mesure de façon à connaître le nombre entier N de longueurs d'onde synthétiques $\Lambda \equiv c/F$ [Bender 1967]. Récemment, cette idée a pu être mise en œuvre d'une manière qui réduit efficacement les erreurs systématiques (erreurs cycliques notamment), fournissant une mesure de distance absolue avec une résolution à l'échelle de 10 nm [Courde 2010]. Cependant, cette résolution a été obtenue pour des échelles de temps allant de 10 à 1000 s, alors que la demande est souvent pour une cadence de 10 mesures par seconde ou plus. Cela nécessite une plus grande sensibilité et met en évidence la nécessité de recourir à l'interférométrie optique pour une mesure au nanomètre à des cadences élevées.

L'interférence homodyne utilisant un laser monomode a depuis longtemps été mise en œuvre pour la mesure des déplacements, avec une exactitude bien meilleure qu'une longueur d'onde optique, mais ne permet pas la mesure de position, faute de connaître le nombre entier de longueurs d'onde optique. L'idée, naturelle, d'utiliser plusieurs longueurs d'onde afin de générer des échelles de longueurs plus grandes, a été mise en œuvre notamment par la méthode de l'interférence multihétérodyne [Dändliker 1995], qui fournit des signaux simultanément aux échelles de longueurs d'onde synthétique et de longueur d'onde optique [Salvadé 2008]. En utilisant un laser monomode et plusieurs modulations de phase au voisinage de 40 GHz , MSTAR [Lay 2003] a atteint lui aussi une exactitude à l'échelle du

[1] http://smsc.cnes.fr/Fr/terre_solide3.htm

200 nm. Plus récemment, Coddington et al. [Coddington 2009] ont mis au point une télémétrie laser qui combine efficacement une mesure de temps de vols et une mesures d'interférences dans une seule mesure inspirée de l'échantillonnage optique linéaire [Dorrer 2003]. Cependant, la source laser, comme d'ailleurs la source réalisée par [Schuhler 2006] reste d'une mise en œuvre complexe.

Le télémètre **Iliade,** dans sa version initiale, a été proposé par Etienne Samain [Courde 2011]. L'idée du télémètre Iliade est la composition de trois mesures.

i) Une mesure de temps de vol, qui apporte l'information de télémétrie absolue.

ii) Une mesure de phase de modulation à une haute fréquence F, qui délivre la valeur de $\Delta L/\Lambda$, où $\Lambda \equiv c/F$ est la longueur d'onde synthétique

iii) Une mesure de phase interférométrique, qui délivre la valeur de $\Delta L/\lambda_{opt}$.

Les deux mesures *ii*) et surtout *iii*) sont potentiellement bien plus précises que la mesure de temps de vol. Mais ce sont des mesures de phase, elles ne peuvent que donner l'excédent *fractionnaire* de $\Delta L/\Lambda$ et de $\Delta L/\lambda_{opt}$. Pour qu'il puisse délivrer une mesure absolue, d'exactitude nanométrique, ce schéma repose donc sur un enchaînement des échelles de précision: notamment, la mesure *iii*) n'acquiert un sens absolu que si l'exactitude de la mesure *ii*) est meilleure que la longueur d'onde optique λ_{opt}. Or nous verrons que ce n'est pas le cas du fait des dérives de phase dans les chaines de mesure micro-onde: nous ne sommes pas parvenus à une stabilité meilleure que quelques 10^{-3} cycle à long terme sur la mesure de la phase optique à 20 GHz, alors que l'ordre de grandeur à atteindre sur l'exactitude est donné par le rapport $\lambda_{opt}/\Lambda = 10^{-4}$ cycle.

Mais dans le schéma de mesure développé dans cette thèse, *les deux mesures de phase sont faites ensemble sur un même signal d'interférence à deux modes*. Ce signal, bien sûr plus complexe, présente une caractéristique qui rend possible la mesure de très haute exactitude: nous verrons que l'interférence optique y imprime une "référence", et que cette référence peut être exploitée pour réaliser la mesure de $\Delta L/\Lambda$ avec la précision voulue, malgré les dérives instrumentales des chaines opto-microondes. L'exactitude attendue du télémètre Iliade est alors nanométrique, la résolution attendue étant sub-nanométrique.

Avec un montage réalisant une voie de mesure d'une longueur de 7.5 m, nous montrons que ce schéma de mesure peut atteindre les conditions requises pour fournir une télémétrie absolue de précision nanométrique. Ceci est obtenu à condition que les erreurs systématiques sur la mesure du signal d'interférence à deux modes soient très inférieures au rapport $\lambda_{opt}/\Lambda \approx 10^{-4}$. Outre les parasites associés aux diaphonies optiques et électroniques, le couplage phase/amplitude se trouve être la source d'un effet systématique particulièrement difficile à éliminer. En effet la méthode d'exploitation du signal d'interférence à deux modes impose de varier la puissance du signal par des facteurs importants à l'échelle de la microseconde. Or nous observons, sur le couplage amplitude/phase, un comportement

transitoire vraisemblablement associé à l'échauffement de la photodiode et/ou des composants électroniques. La correction, au niveau de 10^{-4}, de cette déformation du signal est une difficulté qui n'a pas été totalement résolue, à la date de rédaction de ce mémoire, même si dans sa conclusion nous présentons deux options qui semblent prometteuses.

Dans cette thèse, je présente le signal d'interférence à deux modes, ses propriétés et son exploitation pour la mesure absolue de distance avec une exactitude à l'échelle nanométrique. Je n'aborde pas les aspects liés à la mesure de temps de vols, prise en charge par le groupe d'Etienne Samain (Laboratoire GéoAzur de l'OCA), et seulement suppose que la mesure de temps de vols a été réalisée au préalable avec une précision relative de 10^{-5}.

Le premier chapitre de cette thèse décrit les besoins en télémétrie laser de grande exactitude. Je présente rapidement les instruments ou les missions où une mesure de distance est nécessaire, en précisant les besoins en exactitude.

Dans le deuxième chapitre, les différentes techniques de télémétrie laser sont expliquées avec leurs performances et leurs difficultés techniques.

Le chapitre 3 présente le principe de fonctionnement du télémètre Iliade, en expliquant comment, par la mesure d'un signal d'interférence à deux modes, on peut atteindre une haute exactitude et une haute résolution. L'étude qualitative du comportement du signal en fonction des divers paramètres permet de mieux comprendre la procédure de mesure et la méthode d'exploitation des signaux mesurés, présentées de façon exhaustive en annexe A1. En utilisant les calculs analytiques des annexes A2 et A3, je détaille les conditions de mesure du télémètre Iliade: besoins en exactitude sur les mesures de phase et d'amplitudes, la limite sur la vitesse de la cible, limite sur le bruit de fréquence de source laser.

La mise en œuvre du télémètre Iliade est présentée dans le chapitre 4 avec la caractérisation des composants du montage : la source laser, le contrôle de la fréquence optique, la chaîne électronique de mesure et le phasemètre rapide. Sur des enregistrements du signal d'interférence à deux modes je montre que, qualitativement, son comportement en fonction de la fréquence du laser ou de la longueur à mesurer est celui que nous attendons.

Le chapitre 5 caractérise finement des différents défauts sur le signal d'interférence. Je montre les effets des différents types de parasites optiques sur le signal, en présentant les expressions analytiques, des simulations et les observations expérimentales. Ensuite, je caractérise les défauts liés aux chaînes électroniques de mesure, tels que la diaphonie entre les deux voies, ou le couplage amplitude/phase. Une partie importante est dédiée au couplage amplitude/phase transitoire. Nous avons plus particulièrement caractérisé le couplage amplitude/phase dans les photodiodes rapides (EM4 EM169 et New Focus 1417), et observé que la tension de polarisation appliquée à la diode est un paramètre crucial, permettant de contrôler l'importance et les caractéristiques du couplage phase/amplitude dans les photodiodes. Ces résultats ont été soumis à IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques [PHUNG 2012].

Le chapitre 6 présente les résultats de mesures télémétriques sur un montage où une voie de mesure d'une longueur de 7.5 m est obtenue en repliant le faisceau sur une table optique. Des analyses de la résolution de mesure et de la convergence de mesure télémétrique sont faites dans ce chapitre. Je présente les résultats de mesures télémétriques, pour différentes versions de la procédure de mesure, pour différentes versions de la chaine de mesure. Je présente aussi les erreurs, engendrées sur les mesures télémétriques, par les différents défauts. La vérification de l'exactitude de mesure n'a pas encore été faite dans le cadre de cette thèse, mais ces résultats expérimentaux montrés dans ce chapitre confirment la validité de la méthode utilisant le signal d'interférence à deux modes pour la mesure de distance à haute résolution et haute exactitude [Phung 2013].

Chapitre 1. Le besoin en télémétrie laser absolue

Bien que les instruments d'observation au sol aient sans cesse été améliorés pour offrir des observations toujours plus précises, ils restent perturbés par la présence de l'atmosphère (aberrations liées aux inhomogénéités et à la turbulence de l'air, ou absorption des ondes électromagnétiques) ou par des perturbations sismiques de la structure des instruments. Pour éviter ces perturbations, une solution technique est d'envoyer dans l'espace les télescopes. En 1990, le premier télescope spatial, Hubble, est mis sur orbite après un long travail de recherche de la NASA et de l'ESA. Grâce à Hubble, des découvertes importantes ont permis d'améliorer la connaissance de l'univers. Dans le prolongement des succès de Hubble, de nombreux projets d'instrumentation dans l'espace ont vu le jour.

La capacité actuelle de télescopes spatiaux est strictement limitée par la charge acceptable sur le lanceur, à la fois en masse et en taille. Cela limite considérablement la dimension du miroir primaire d'un télescope monolithique. Une autre option est de mettre en œuvre un vol en formation: l'optique, éventuellement en plusieurs segments disjoints (on parle alors de télescope dilué), et le détecteur, forment une flottille dont il faut contrôler la géométrie.

Pour un télescope dilué, la ligne de base effective est la plus grande distance entre les satellites. La lumière est collectée à partir des ouvertures séparées, et ces faisceaux sont combinés pour former l'image. Le télescope dilué permet donc de très grandes lignes de base, sans accroître la masse de façon rédhibitoire. Cependant, la géométrie de la formation (les distances entre les satellites et l'optique de recombinaison) doit être contrôlée à une fraction de longueur d'onde près afin de maîtriser l'état d'interférence à la recombinaison des faisceaux collectés. La mesure de distance entre les satellites est donc nécessaire afin de maintenir le vol en formation.

1.1. Les télescopes à deux satellites

Un télescope à deux satellites se compose de deux satellites indépendants, d'une part l'optique, et d'autre part le détecteur et les fonctions de contrôle d'attitude et de géométrie. Les projets de télescopes à rayons X, notamment, impliquent une distance d'une ou plusieurs dizaines de mètres entre les deux vaisseaux.

1.1.1. Simbol-X

Simbol-X [Ferrando 2005] est un de ces projets de mission, proposant de réaliser un télescope à rayons X, d'une résolution et d'une sensibilité bien meilleure que le satellite INTEGRAL. En raison de restrictions budgétaires, en mars 2009, le CNES a décidé d'arrêter le projet après la fin de la phase A.

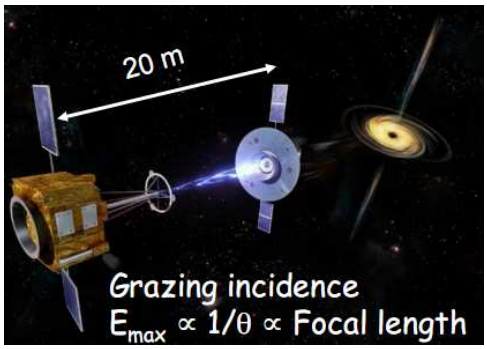


Fig. 1-1. Vue d'artiste de Simbol-X.

Le vol en formation de Simbol-X demande une exactitude de 1000 μm sur la distance entre le détecteur (premier plan) et l'optique (arrière plan), et 150 μm en transversal (*Simbol-X / P. Ferrando, 2nd Internat'l Symp. – Paris, Dec. 2, 2008*).

1.1.2. X-ray Evolving Universe Spectroscopy (XEUS mission)

Proposé par l'ESA, XEUS est conçu pour rechercher les premiers trous noirs géants qui se sont formées dans l'Univers, il y a plus de 10 milliards d'années. Il se compose de 2 satellites séparés de 50 m en vol en formation [Parmar 1999]. En mai 2008, XEUS est fusionné avec le projet Constellation-X de la NASA en une étude conjointe ESA/NASA/JAXA pour l'International X-ray Observatory (IXO). Cependant à ce jour le vol en formation pour cette mission pourrait être remplacé par un système unique déployable.

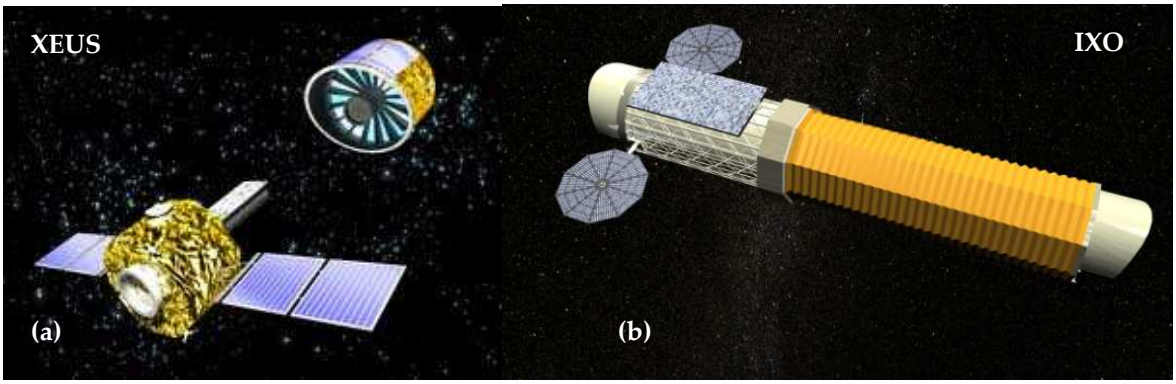


Fig. 1-2. (a) Vue d'artiste du XEUS ; (b) Vue d'artiste d'IXO[2] (version déployable)
XEUS se compose du satellite de détecteur au premier plan et du satellite de miroir à l'arrière. La distance entre les deux satellites est de 50 m. Le vol en formation du XEUS demande une exactitude de 60 μm en longitudinal, et 290 μm en transversal.

1.1.3. NEAT

La mission NEAT (Nearby Earth Astrometric Telescope) a été proposée à l'ESA en 2010. Elle a pour objectif principal de détecter et de caractériser les systèmes planétaires en orbite autour des étoiles brillantes dans le voisinage solaire qui ont une architecture planétaire comme celle de notre système solaire afin de trouver des planètes habitables. Le satellite emportant le miroir et le satellite comportant le détecteur sont séparés de 40 m, permettant d'atteindre une précision astrométrique de 0.05 μas (micro-arc seconde). Le détecteur est constitué de 8 petits capteurs CCD mobiles situés autour d'un CCD fixe au centre. Un système d'étalonnage interférométrique par balayage de franges d'Young permet de calibrer la position et la détectivité de chaque pixel. Le vol en formation doit être maintenu avec une précision de ± 2 mm [Malbet 2011].

1.2. Les télescopes d'astrométrie différentielle

1.2.1. L'astrométrie différentielle

L'observable astrométrique est généralement définie comme la position angulaire de l'étoile mesurée par un instrument donné dans son référentiel local. La mesure peut donc être une différence de chemin optique entre les deux bras d'un interféromètre au sol comme dans l'instrument PRIMA du VLTI [Delplancke 2008] ou dans l'espace (la mission SIM-LITE de la NASA). Dans le cas d'un interféromètre composé de deux télescopes, la lumière provenant de l'étoile cible arrive avec un certain retard dans le télescope 1 par rapport au télescope 2 (Fig. 1-3) à cause de l'angle entre la direction de l'étoile et la ligne de base de l'interféromètre. On compense la différence de chemin optique entre les deux bras de

[2] http://constellation.gsfc.nasa.gov/resources/imagesSpaceCraftTechnology.html

l'interféromètre en utilisant une ligne a retard qui permet de faire varier la longueur du chemin optique dans le bras du télescope 1. La différence de marche nulle est obtenue lorsque l'enveloppe des franges d'interférence observées est maximale.

L'astrométrie différentielle est basée sur le principe que la position exacte de l'étoile cible sur le ciel est mesurée par rapport à une ou plusieurs étoiles de référence proches et stables qui constituent un repère supposé fixe (Fig. 1-3). La cible et sa référence doivent être observées simultanément, de telle sorte que les erreurs pouvant intervenir sur les mesures peuvent se soustraire en large part. L'information de haute résolution angulaire est obtenue, notamment, du décalage entre les deux interférogrammes des deux étoiles, observé en balayant une ligne à retard différentielle [Delplancke 2008] dont le déplacement permet de reconstituer l'information astrométrique, s'il est mesuré avec une précision suffisante.

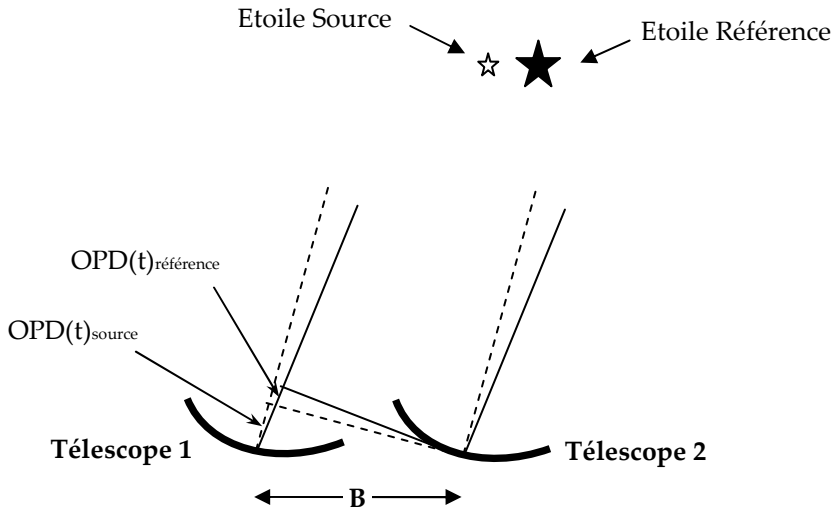


Fig. 1-3. Principe de l'astrométrie différentielle
OPD : (Optical Path Difference) ; B : ligne de base

1.2.2. Les télescopes d'Astrométrie différentielle

1.2.2.1. Very Large Telescope Interferometer (VLTI)

Le VLTI est un site de l'Observatoire européen austral (ESO), situé dans le désert d'Atacama au nord du Chili comportant huit télescopes (quatre télescopes fixes de 8m et quatre télescopes auxiliaires mobiles de 1.8m) en combinaison cohérente. Le VLTI fournit à la fois une grande sensibilité ainsi que une grande résolution angulaire en utilisant des lignes de base allant jusqu'à 200 m de longueur. C'est l'instrument PRIMA (Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry) du VLTI qui permet les mesures d'astrométrie différentielle. Une télémétrie est nécessaire pour mesurer le déplacement du chariot de la ligne à retard différentielle: la résolution visée (10µarc-seconde, pour une séparation allant jusque 120 arc-secondes) impose que le déplacement, allant jusque 60mm, soit mesuré avec une exactitude de quelques nm. Une métrologie de déplacement est déjà en place au VLTI, mais la mise en œuvre d'une métrologie de position (absolue) permettrait de ne pas devoir réaliser la

soustraction de la position initiale du chariot, et offrirait plus de possibilités. C'est dans ce cadre qu'a été mise au point la télémétrie multihétérodyne référencée sur un peigne laser femtoseconde [Salvadé 2008].

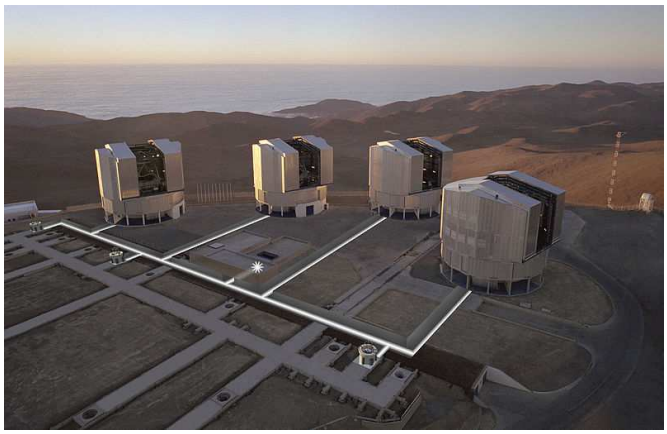


Fig. 1-4. Télescope VLTI à Paranal, Chili

Les quatre installations visibles sont les télescopes fixes de 8 mètres. Avant d'êtres recombinés (étoile blanche), les faisceaux suivent les conduits représentés en blanc, puis parcourent les lignes retard (non représentées).

1.2.2.2. Space Interferometry Mission (SIM Lite)

L'un des principaux objectifs de ce projet est la détection d'exoplanète de la taille de la Terre situées dans la zone habitable de leur système solaire. Le projet est géré par le Jet Propulsion Laboratory (JPL) de la NASA. L'astrométrie à la précision de la µ-arc seconde est obtenue par interférométrie sur la lumière des étoiles, avec des bases typiques inférieures à 10 mètres, ce qui nécessite de connaître la différence de chemin optique par une mesure du déplacement des lignes à retard à quelques dizaines de pm de précision. SIM-Lite utilise aussi une mesure absolue de la distance avec une précision de la dizaine micromètres.

La NASA a planifié le lancement de SIM Lite en 2015 mais n'a pas poursuivi le projet au-delà de fin 2010 du fait des incertitudes budgétaires, ainsi que de la complexité de la métrologie [Halverson 2013]. Le projet Planet Hunter, dérivé de SIM a lui aussi été arrêté.

Le télémètre Kite, développé pour les besoins de SIM est discuté dans le chapitre 2 : techniques de la télémétrie laser.

1.3. Les projets d'interférométrie annulante

1.3.1. Le principe de l'interféromètre annulante

Pour détecter directement la lumière d'une exoplanète, il faut faire face à un certain nombre de contraintes, telles que le fort contraste de luminosité entre la planète et son étoile parente et la très faible séparation angulaire entre les deux objets. L'interférométrie annulante ou interférométrie en frange noire permet de résoudre simultanément ces deux problèmes.

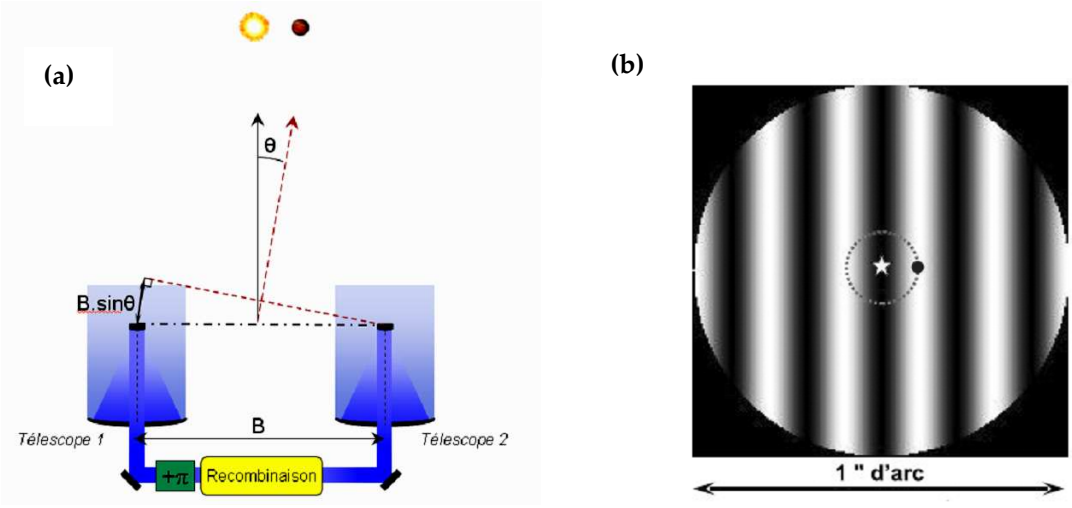


Fig. 1-5. (a). Principe d'un interféromètre annulante ; (b). Carte de transmission d'un interféromètre de Bracewell pour un système étoile-planète.

B = 10 m, λ = 10 μm et θ ≈ 0.1''. [Jacquinod 2010]

Considérons un interféromètre à deux télescopes, ayant une ligne de base B et observant à une longueur d'onde, pointant le même système étoile planète. La planète et l'étoile sont séparées angulairement d'un angle θ (Fig. 1-5). A cause de sa faible ouverture, un télescope ne résout pas le système étoile-planète. Les faisceaux collectés par les deux télescopes sont recombinés en opposition de phase (contrairement a l'interférométrie classique où la recombinaison est en phase) grâce a un système qui permet d'introduire un déphasage de π dans l'un des deux bras de l'interféromètre. On obtient ainsi une interférence destructive sur l'axe de la ligne de visée et on éteint le signal provenant de l'étoile. En ajustant la base de l'interféromètre B, on obtient un état d'interférence constructive pour la planète, tout en réduisant par plusieurs ordres de grandeur le flux associé à la lumière de l'étoile.

Afin d'identifier correctement le flux de la planète, il faut pouvoir le moduler. Pour ce faire, l'interféromètre tourne sur lui-même autour de la ligne de visée, ce qui permet de moduler spatialement la transmission de l'instrument hors de la ligne de visée. De cette manière, la planète passe alternativement dans une zone angulaire où la transmission de l'instrument est élevée puis dans une zone ou elle est quasi nulle.

1.3.2. Les projets d'interférométrie annulante dans l'espace

Ici, je ne présente en détail que les missions spatiales d'interférométrie annulante qui ont des besoins de mesure de distance pour le vol en formation.

1.3.2.1. Le projet spatial Darwin/TPF-I

Le projet spatial Darwin [Leger 1996]; [Leger 2007] et son homologue américain Terrestrial Planet Finder – Interferometer, TPF-I, [Coulter 2004], [Daniel 2008] ont pour but de détecter les planètes extrasolaires, en particulier les exoplanètes telluriques se trouvant dans la zone habitable autour de leur étoile. C'est par analyse spectroscopique de l'émission de leur atmosphère que seront recherchées de possibles traces de vie.

Ces deux missions sont basées sur le même principe. La lumière de plusieurs télescopes séparés est recombinée pour donner une observation avec une résolution spatiale équivalente à celle d'un télescope monolithique de taille comparable a la distance entre les différents télescopes du réseau. Les cinq satellites volent en formation et la base de l'interféromètre peut varier de 10 m à 500 m. Ces deux missions sont très exigeantes car il faut maitriser l'état d'interférence pour atteindre un taux d'extinction meilleur que 10^{-5} et de stabilité meilleure que 10^{-9} sur le domaine spectral considéré.

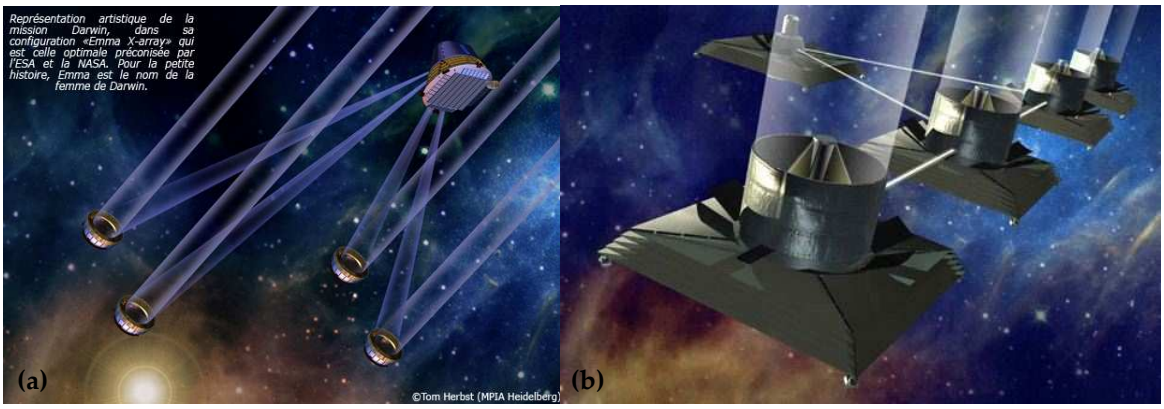


Fig. 1-6. (a) Vue d'artiste de la configuration Emma de Darwin (b) de TPF-I –
©Tom Herbst (MPIA Heidelberg), © Nasa, http://science.nasa.gov/missions/tpf/

Atteindre cet objectif repose en partie sur la faisabilité du contrôle de la longueur du trajet de la lumière à l'échelle de quelques nanomètres, lorsque l'on combine la lumière à partir des télescopes. Au-delà de 2015, des instruments beaucoup plus grands, le LF (Life Finder) et le PI (Planet Imager) sont prévus, basés sur l'interférométrie annulante, avec des bases de 360 à 6000 km qui doivent permettre de résoudre les surfaces des exoplanètes proches.

Faute d'avoir atteint une maturité suffisante du point de vue technologique, Darwin/TPF-I n'ont pas jusqu'ici été retenues par les agences spatiales.

1.3.2.2. Les précurseurs de Darwin et TPF-I : FKSI et PEGASE

Le projet **FKSI** est en cours d'étude à la NASA et le projet **PEGASE** a été proposé au CNES en 2004 puis a l'ESA en 2007. Le projet PEGASE est un concept similaire à FKSI, dédié à l'exploration de l'environnement des étoiles jeunes et des étoiles de type solaire, ainsi qu'a l'observation des compagnons de faible masse autour des étoiles proches [Ollivier 1997].

PEGASE est un ensemble de trois satellites volant en formation et composant un interféromètre infrarouge. Les bras de l'interféromètre sont constitués par deux satellites portant chacun un sidérostat. Les sidérostats envoient le flux stellaire vers un satellite central (Fig. 1-7) qui contient un banc optique de recombinaison. La base de l'interféromètre peut varier de 20 à 500 m suivant la résolution nécessaire. En mode interférométrie annulante, le taux d'extinction désiré correspond à une stabilité de la différence de marche de 2.5 nm rms.

Le projet FKSI diffère par l'absence de vol en formation: les deux ouvertures sont aux extrémités d'une poutre, et le recombineur au milieu. Ceci diminue le coût du projet, mais empêche d'ajuster la base.

Fig. 1-7. Vue d'artiste de PEGASE

1.4. Télescope dilué (LDT – Large Diluted Telescope)

Les télescopes dilués utilisent le principe des hypertélescopes proposé par [Labeyrie 1996].

1.4.1. Télescopes Dilués terrestres

Un télescope dilué [Le Coroller 2012] est constitué d'un ensemble de miroirs épousant au sol la courbure d'un miroir sphérique virtuel géant. Une optique focale récupère l'image des étoiles formée au dessus de ce réseau de miroirs. Elle est portée par des câbles suspendus entre deux montagnes ou accrochée sous un ballon à hélium comme c'est le cas à l'OHP, où un démonstrateur technologique a été réalisé, avec 3 miroirs, sur une base de 10 m. Le fait que le miroir primaire soit sphérique présente l'inconvénient de donner lieu à une aberration qui doit être compensée par l'optique focale. En revanche, une fois la forme sphérique

obtenue, aucun réalignement, aucune ligne à retard ne sont nécessaires. Le mouvement diurne de l'objet observé se traduit simplement par le déplacement de l'image sur la sphère focale. C'est donc la nacelle focale, tenue par des câbles, qui se déplace pour que l'image ne sorte pas des limites du détecteur. Les segments de miroir primaire doivent être positionnés avec une précision micrométrique dans l'air [Dejonghe 2011].

Un VLDT (Very Large Diluted Telescope) a été proposé avec une ouverture de 50 – 100 m. Par rapport aux interféromètres actuels (Keck, VLTI, etc), ce télescope dilué aurait un bien plus grand nombre d'ouvertures, et donc des capacités d'imagerie supérieures. On peut concevoir de construire un ELDT (pour Extremely Large Diluted Telescope) qui aurait la surface collectrice d'un ELT mais serait réparti sur une très grande ouverture (500 m - 1 km)[3].

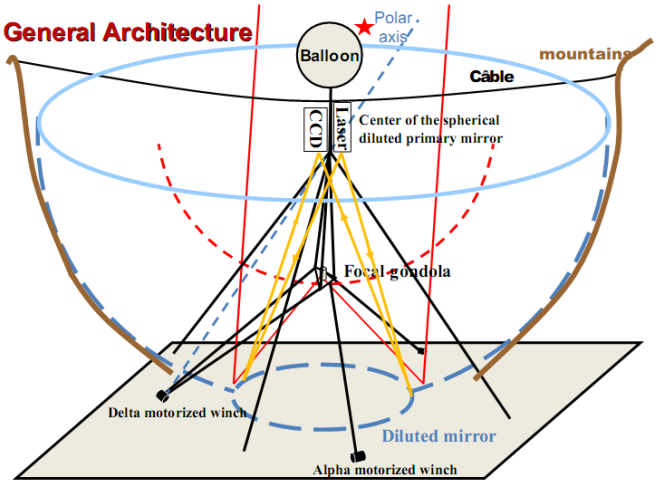


Fig. 1-8. Principe du télescope dilué sur terre utilisant un ballon à hélium

Les pointillés bleus représentent la sphère sur laquelle sont positionnés les segments du miroir primaire. Les pointillés rouges représentent la "sphère focale" où se forme l'image.

Remarque: le cas du projet ELT, avec des segments pratiquement jointifs, n'entre bien sûr pas dans la catégorie des télescopes dilués. Chaque segment est monté sur trois actuateurs piézo-électriques de 15 µm, et le montage mécanique fait que les différents segments sont pré-positionnés à quelques microns près, en position et en orientation. Une métrologie spécifique a été mise au point, tenant compte de la faible valeur du décalage initial [Wilhelm 2008]. Elle utilise deux sources de faible cohérence (largeur 1nm), décalées de 15 nm, et réalise les images de plusieurs interférogrammes sur l'ensemble des segments.

[3] http://www.obs-hp.fr/~Carlina/cmsms/

1.4.2 Le télescope dilué spatial : SI

Le télescope spatial Stellar Imager (SI) [Carpenter 2002] est en cours de développements par Nasa depuis 2005, avec un lancement prévu vers 2025. Il a pour objectif de réaliser l'image UV/Optique de la surface d'étoiles. Ce télescope dilué de type Fizeau consiste en un réseau reconfigurable de 10-30 petits segments d'un mètre, répartis sur une surface parabolique d'un diamètre de 100 m à 1000 m. Le vol en formation est maintenue avec une échelle de précision de mm à cm, les trajets optiques doivent être égalisés à quelques nanomètres [Nasa-SI 2005].

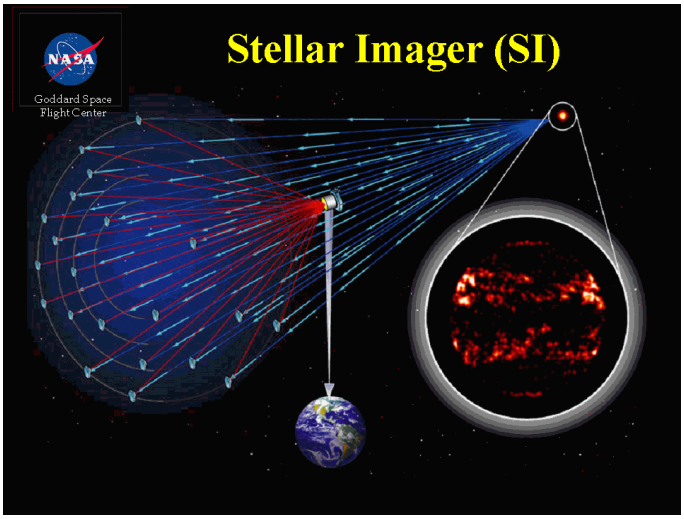


Fig. 1-9. Vue d'artiste (©Nasa) du télescope spatial dilué SI – Stellar Imager

1.5. Conclusion

Même s'il est pratiquement certain que le vol en formation sera une évolution majeure des années à venir, les vols en formation sont jusqu'ici très peu nombreux. La mission technologique PRISMA, actuellement en orbite, utilise une télémétrie RF pour la mesure de distance. Proba-3 sera la première mission incorporant une télémétrie laser (exactitude attendue au niveau de quelques centaines de microns). L'absence de solutions reconnue pour une télémétrie laser de haute exactitude fait partie des points technologiques qui freinent encore la décision de lancer des vols en formation.

Nous rassemblons ci-dessous les différents types de projets ayant un besoin en mesure de distance absolue ou relative.

Tableau 1-1. Des besoins identifiés pour les différents types de dispositifs

Type d'installation :	Projet/distance	Besoins en mesure de déplacement :	Besoin en mesure de position absolue :
Télescope spatial à deux satellites	Symbol – X / 20m	Pas de télémétrie déplacement	Positionnement absolu des satellites (dizaines - centaines de microns) pour Symbol-X et XEUS, ± 2 mm pour NEAT
	XEUS / 50m		
	NEAT/ 40m		
Grands inter-féromètres terrestres avec lignes à retard	VLTI / 200m	Monitoring des déplacements des chariots des lignes à retard dans chaque bras (au nanomètre)	Pré-positionnement des lignes à retard (au micron)
Double interféromètre spatial avec lignes à retard	SIM-Lite / 10m	10 – 20 pm	10 μm
Projets d'interféromètres spatiaux	Darwin / 500m		Positionnement absolu des satellites (micromètre-nanomètre, suivant les lignes à retard)
	TPF-I / 500m		
	PEGASE / 500m		
Télescopes Dilués terrestres	LDT, VLDT / 100m	Pas de télémétrie déplacement	Egalisation des bras (1μm) Positionnement de la nacelle (mm)
Télescopes Dilués spatiaux	SI / 1000m	"	Positionnement absolu des miroirs (quelques nanomètres)

Avec les missions montrées, on voit bien les besoins de concilier un grand intervalle de mesure de distances avec une exactitude qui va (en valeur relative) de 10^{-6} pour les télescopes à 2 satellites jusqu'à 10^{-12} pour les missions d'interférométrie annulante ou de télescope dilué. De nombreux projets de vol en formation sont à l'étude, mais font face à des difficultés techniques à répondre à ces besoins. Notre télémètre ILIADE est développé pour une mesure de distance absolue du kilomètre avec une exactitude bien inférieure au micron (nanométrique) et une résolution nanométrique à l'échelle de la centaine microseconde. Nous ne cherchons pas à répondre au besoin d'une mission en particulier mais plutôt à démontrer les performances de la méthode que nous développons.

Chapitre 2. Les différentes techniques de télémétrie laser

2.1. Les approches non-interférométriques

2.1.1. Mesure de temps de vols d'impulsions laser

La mesure de distance par temps de vols est basée sur la mesure de temps de parcours aller–retour d'impulsions laser courtes entre un émetteur et une cible optique. La distance d entre l'émetteur et la cible est calculée par :

$$d = \frac{\Delta t}{2} \times \upsilon \qquad (2\text{-}1)$$

Où Δt est l'intervalle de temps entre le départ et le retour d'une impulsion, υ est la vitesse de la lumière dans le milieu.

Le schéma par blocs du télémètre par temps de vols est présenté sur la Fig. 2-1 ci-dessous:

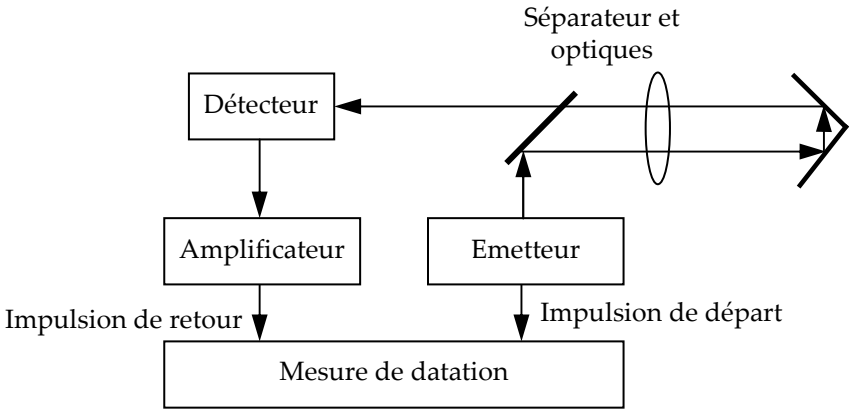


Fig. 2-1. Schéma de principe du télémètre par temps de vols.
Le détecteur est une photodiode rapide.

Sur de très longues distances, à cause de l'absorption du milieu, de la divergence du faisceau (notamment s'il est déformé par l'atmosphère), ou de la réflexion non-totale de la cible, l'impulsion de retour est très atténuée. L'émetteur doit donc avoir assez de puissance. Pour la mesure de la distance entre la Terre et la Lune (360 000 à 406 000 km), MéO [Samain 2008] utilise des impulsions de 300 mJ en 200 ps (puissance crête de l'ordre de 1 GW): pour détecter un photon laser, il faut une centaine d'impulsions.

La télémétrie par la mesure de temps de vols présente l'avantage de fournir une mesure absolue même aux grandes distances. L'autre avantage est que les impulsions n'interfèrent jamais, le télémètre n'implique aucune exigence sur la cohérence de la source laser. Mais cette méthode de mesure donne une résolution limitée à un ou quelques millimètres par tir.

L'instrument T2L2 (Time Transfer by Laser Link) a obtenu des résolutions de l'ordre d'une centaine de microns sur la distance entre le satellite Jason-2 et une station sur Terre [Vrancken 2008].

2.1.2. Mesure de déphasage d'onde modulée en amplitude

Un faisceau laser avec une intensité modulée à une fréquence F donnée est émis vers la cible, et réfléchi (Fig. 2.2). En exploitant la différence de phase ($\Delta\varphi$) entre l'onde synthétique de retour, S_m (la voie de mesure) et d'aller, S_r (la voie de référence), on aura la distance à mesurer :

$$d = \frac{1}{2} \times \frac{c}{F} \times \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \qquad (2\text{-}2),$$

où c est la vitesse de la lumière.

L'expression ci-dessus ne s'applique que pour des distances inférieures à l'échelle de non ambiguïté du télémètre (NAR: non-ambiguity range), égale à la moitié de la longueur d'onde synthétique $\Lambda = c/F$, car une phase de $2k\pi + \Delta\varphi$ n'est pas discernable d'une phase de $\Delta\varphi$. La résolution de mesure de distance est limitée par la résolution de mesure de phase.

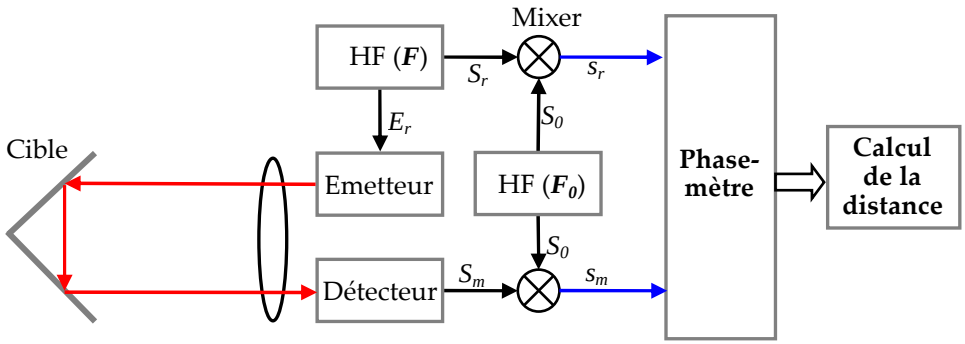


Fig. 2-2. Schéma de principe de la télémétrie par mesure de déphasage.

Le symbole ⊗ désignera les mélangeurs dans tout ce mémoire. J'introduis également ici des conventions de couleurs que je suivrai dans le reste de ce mémoire : en rouge : faisceaux lasers ; en vert : fibres optiques (absentes de ce schéma de principe) ; noir : signaux de haute fréquence (HF) ; en bleu : signaux à fréquence intermédiaire ; en violet : signaux basse fréquence (absents de ce schéma) ; trait multiple : données numériques.

Le choix de la fréquence F_0 de l'oscillateur local est fait de façon à obtenir une fréquence intermédiaire dans la gamme des MHz.

$$S_r = A_r \sin(2\pi F t + \varphi_r) \; ; \; S_m = A_m \sin(2\pi F t + \varphi_m) \; ; \; S_0 = A_0 \sin(2\pi F_0 t + \phi_0) \qquad (2\text{-}3)$$

$$s_r = \frac{A_r A_0}{2} \sin\left(2\pi (F - F_0) t + \varphi_r - \phi_0\right) \; ; \; s_m = \frac{A_m A_0}{2} \sin\left(2\pi (F - F_0) t + \varphi_m - \phi_0\right) \qquad (2\text{-}4)$$

Le phasemètre nous donne la différence de phase entre s_r et s_m qui vaut :

$$\Delta\varphi \equiv \varphi_m - \varphi_r = 2\pi \times 2d/\Lambda + \varphi_0 \qquad (2\text{-}5)$$

où φ_0 est la différence de phase à distance nulle. Même si le phasemètre est exact, cette méthode est affectée par les diaphonies électroniques entre les deux chaînes de mesure, qui donnent lieu à une erreur cyclique, et par les instabilités de la phase dans l'instrumentation (mélangeurs, amplificateurs) précédant la numérisation des signaux.

Avec le principe simple présenté ci-dessus, les mesures sont ambigües (à $\pm k\Lambda/2$). Une solution connue [Bender 1967], [Rüeger 1990] consiste, non pas à mesurer la phase, mais à chercher les valeurs de la fréquence pour lesquelles les signaux de référence et de mesure sont en quadrature. La recherche de la quadrature est facilitée par l'utilisation d'un mélangeur, en sortie duquel on cherche l'annulation du signal en balayant la fréquence de modulation. Pour une distance donnée, il existe plusieurs valeurs de la fréquence qui permet d'obtenir la quadrature. Les valeurs F et F' des fréquences de deux zéros successifs permettent de déterminer la valeur de l'entier K. Dès lors que K est connu de façon exacte, déterminer la fréquence donnant la quadrature fournit très simplement la longueur $2d$ de la voie de mesure. Cette méthode n'a pas été exploitée pour des mesures de haute exactitude, car elle ne permet pas de rejeter efficacement les erreurs cycliques ou les dérives de phase des chaines de mesure haute fréquence.

Il y a trois principales techniques pour obtenir un faisceau laser avec modulation sinusoïdale de la puissance :

- L'utilisation de la modulation du courant de la diode de pompe du laser (commande interne du laser)
- L'utilisation d'un modulateur d'intensité (modulation externe du faisceau)
- L'utilisation un battement créé par deux lasers monomodes de fréquences décalées.

En 1992, J. Payne a utilisé un télémètre à modulation de porteuse optique afin de cartographier les déformations d'un miroir de radiotélescope de 120m de rayon [Payne 1992]. Cette situation est particulière, parce que la forme du miroir, même compte tenu des déformations, est connue avec une assez bonne exactitude pour que le problème de l'ambiguïté sur la mesure de distance absolue ne se pose pas. Le télémètre utilise une diode laser à 780 nm dont le courant est modulé à 1,5 GHz ($\Lambda = 200\,\text{mm}$). Les dérives de phase sont soustraites en mesurant la voie de référence de façon périodique (chaque minute) afin d'éliminer des erreurs de l'ordre de 5 µm. Une exactitude de mesure de 20 µm est obtenue.

Fujima et al [Fujima 1998] ont mis en place un montage utilisant un modulateur d'intensité externe à 28 GHz. Plutôt qu'une photodiode suivie d'un mélangeur, ils ont, à la détection, utilisé un démodulateur optique (à 27.99996 GHz) pour démoduler le faisceau et obtenir un signal à 40 kHz. Les modulations à 28 GHz sont obtenues avec deux signaux à 14 GHz, en fonctionnant autour d'un maximum de transmission des modulateurs. La détermination du nombre entier de longueurs d'onde synthétique est faite en variant la fréquence synthétique selon un choix de valeurs qui réduit la sensibilité aux erreurs cycliques. Les erreurs cycliques (±15 µm) sont mesurées à l'aide d'un interféromètre. Après soustraction de ces erreurs cycliques, ils sont arrivés à des résolutions de 1 µm et 3 µm sur les mesures de 5 mètres et de 100 mètres dans l'air, respectivement. Sans ces corrections les erreurs, dominées par les erreurs cycliques, ont un écart-type de 23 et 14 µm, respectivement. Toutefois le fait d'utiliser une démodulation optique, plutôt qu'électronique, est une idée originale que nous évoquerons dans la conclusion de ce mémoire.

Le télémètre T2M/TMPO est une approche où on s'efforce de réduire les conséquences des erreurs cycliques et des dérives dans les chaînes de mesures [Courde 2009]. En réduisant ces

erreurs systématiques, il parvient à une haute résolution [Courde 2010]. **T2M**, un des deux télémètres développés au laboratoire ARTEMIS, a fait l'objet de la thèse de Clément Courde [Courde 2011], je le présente plus en détail.

Le « Télémètre à 2 Modes » (T2M) a initialement exploité le battement obtenu entre deux sources laser mono fréquence. Il utilise maintenant une source large bande à 1.55 µm (l'acronyme "T2M" est donc maintenant incorrect et a été remplacé par "TMPO", pour "télémétrie par modulation de porteuse optique"). Un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder module la puissance du faisceau à une fréquence F ajustée pour que les modulations des deux faisceaux modulés soient en phase après leur parcours. Dans ce cas, la différence des longueurs est un nombre entier de fois la longueur d'onde synthétique : $\Delta L(t) = K\Lambda(t) = Kc/F(t)$. La fréquence peut être mesurée avec une haute exactitude, et K est un nombre entier qui est mesuré au début de la mesure par $K = F_1/(F_2 - F_1)$ où les fréquences F_1 et F_2 correspondent aux deux zéros successifs de la sortie de la détection synchrone (DS).

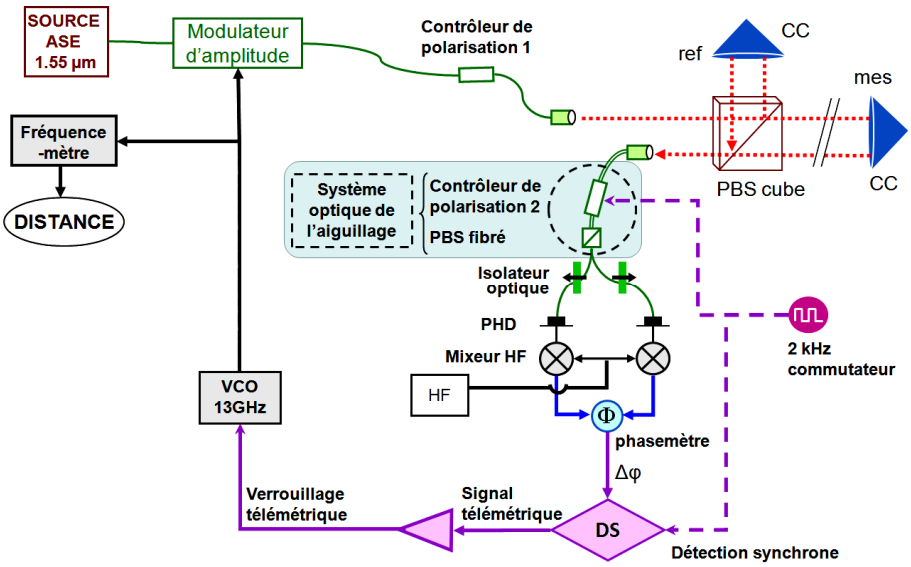


Fig. 2-3. Montage de principe du télémètre T2M.

ASE (amplified spontaneou emission) : source laser large bande ; Φ: phasemètre XOR ;
VCO : Voltage-controlled oscillator; CC: Coin de Cube; DS : détection synchrone

Pour éliminer les erreurs cycliques et les dérives, T2M utilise un "aiguillage optique" : la commande d'un contrôleur de polarisation permet d'échanger les rôles des voies de référence et de mesure sur les deux photodiodes avec une cadence de 2 kHz [Courde 2009]. La diaphonie entre les deux chaines de mesure microonde donne lieu à une erreur cyclique, mais le système fonctionne en mode asservi : le "verrouillage télémétrique" contrôle la fréquence F pour maintenir une tension nulle en sortie de la détection synchrone. On travaille donc en permanence à différence de phase nulle, $\Delta\Phi = 0$. L'erreur cyclique, identique dans les deux sens de l'aiguillage, est éliminée par la détection synchrone et ne contribue pas au signal télémétrique.

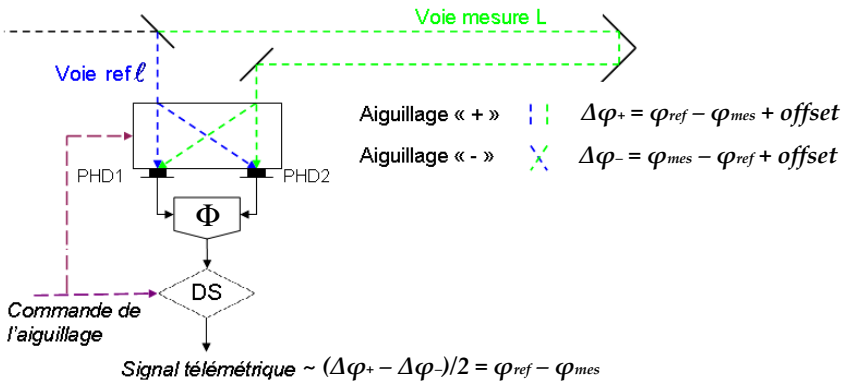


Fig. 2-4. Le principe de l'aiguillage optique [Courde 2011]

Un autre avantage de cette technique est qu'elle élimine bien l'effet des diaphonies optiques de polarisation, connues [Salvadé 2008] pour donner des erreurs systématiques de plusieurs dizaines de microns. A $\Delta\Phi = 0$, les diaphonies n'ont pas d'effets sur la différence de phase (en l'absence de couplage amplitude/phase) car elles ne modifient que l'amplitude du signal, et la diaphonie optique ne modifie la mesure qu'en présence d'un couplage amplitude/phase. Enfin, le fait d'avoir utilisé une source large bande (de largeur ≈10 nm, donc de longueur de cohérence ≈100 µm) a permis d'améliorer encore la stabilité, en supprimant la plupart des effets d'interférence.

Avec le montage expérimental utilisant une source large bande (Fig. 2-3), une stabilité de mesure de 7 nm a été obtenue sur une longueur trajet optique de 7 m pour des temps d'intégration de quelques dizaines de secondes. Ces performances n'ont à notre connaissance été atteintes par aucun autre montage sans recourir à l'interférométrie. Avec un montage de mesure très simple, on peut obtenir une mesure de distance absolue avec une haute exactitude (micronique) et une haute résolution (10 nm).

2.2. Les approches interférométriques

2.2.1. Mesure de distance par plusieurs interférences à une longueur d'onde

2.2.1.1. Interférence à une longueur d'onde

La géométrie peut être de type Michelson (Fig. 2-5).

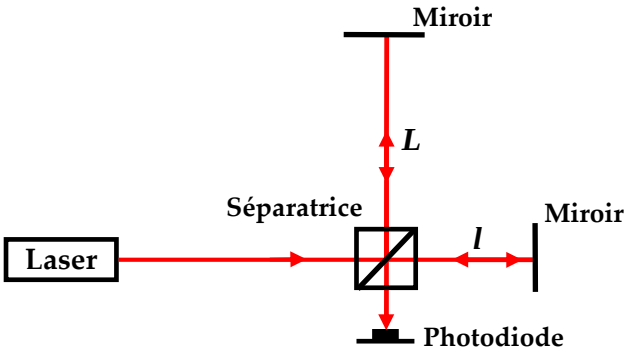


Fig. 2-5. Interféromètre Michelson

La photodiode détecte l'intensité du faisceau combiné :

$$I = I_r + I_m - 2\sqrt{I_r I_m}\cos\left[2\pi\left(L-l\right)/\lambda\right] \qquad (2\text{-}6)$$

L'intensité I se réduit à la somme des deux intensités I_r et I_m des faisceaux venant des deux voies si l'interférence ne se produit pas, ou est très atténuée si, par exemple,

- la cohérence temporelle du faisceau est trop faible et inférieure à la différence des deux longueurs
- les polarisations des deux faisceaux sont croisées
- les fronts d'onde des deux faisceaux ne sont pas adaptés.

Avec interférence, si la fréquence du laser est stable et connue, le signal détecté offre une information télémétrique, dont la période est la longueur d'onde optique, donc

- de haute sensibilité
- mais qui ne peut pas fournir une mesure absolue de longueur : le domaine de non-ambiguïté (NAR- Non Ambiguity Range) est une demi-longueur d'onde optique.

2.2.1.1. Plusieurs interférences à une longueur d'onde

Pour obtenir une mesure absolue, ou au moins réaliser des NAR nettement plus grands, on peut utiliser plusieurs interférences à une longueur d'onde. L'idéal est d'utiliser un peigne de fréquences pour générer un grand nombre de domaines de non-ambiguïté. L'idée de disperser le peigne de modes transmis par un interféromètre de Michelson déséquilibré [Joo 2008, cf §2.3.3] a été développée par S. Van den Berg et collaborateurs. En exploitant la forte dispersion d'un VIPA (Virtually Imaged Phase Array) suivi d'un réseau de diffraction qui disperse dans la direction perpendiculaire au VIPA, [Van den Berg 2012] enregistre sur une

CCD à deux dimensions une information télémétrique très riche. L'exactitude atteinte est de 30 nm.

2.2.2. Mesure de distance par dérive de fréquence (FMCW)

La méthode FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave) est basée sur une dérive linéaire de la fréquence optique d'un laser. L'interférence entre les faisceaux des deux voies référence et mesure (Fig. 2-6) génère un battement dont la fréquence est fonction de la distance de la cible et constitue l'information télémétrique. En effet, compte tenu du retard $2d/c \equiv (L-l)/c$ pris par le faisceau de mesure par rapport au faisceau de référence, les deux faisceaux, lorsqu'ils interfèrent, n'ont plus exactement la même fréquence.

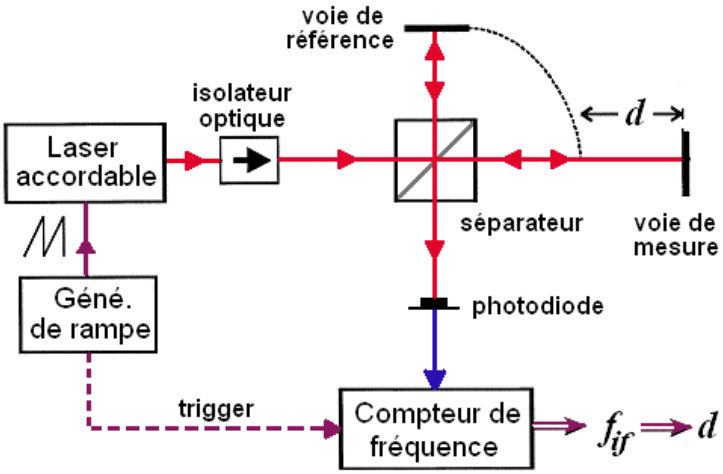


Fig. 2-6. Principe de mesure de distance par la dérive de fréquence optique

Le générateur de rampe commande une dérive, supposée linéaire, de la fréquence optique du laser, avec une amplitude de modulation Δf et une période t_m. La photodiode détecte l'intensité I(t) du signal d'interférence entre les deux faisceaux, donc un signal dont la fréquence est $f_{if} = 2d\Delta f / ct_m$. Sans recourir à une électronique haute fréquence, on a la distance à mesurer :

$$d = \frac{c \times t_m \times f_{if}}{2\Delta f} \qquad (2\text{-}7),$$

en n'utilisant qu'une seule source laser. L'avantage de cette technique est sa simplicité, et son faible coût. Outre qu'elle ne s'applique qu'à une cible immobile, la limite principale de cette technique est liée à la rampe de fréquence optique: elle n'est jamais exactement linéaire, ce qui introduit une erreur systématique.

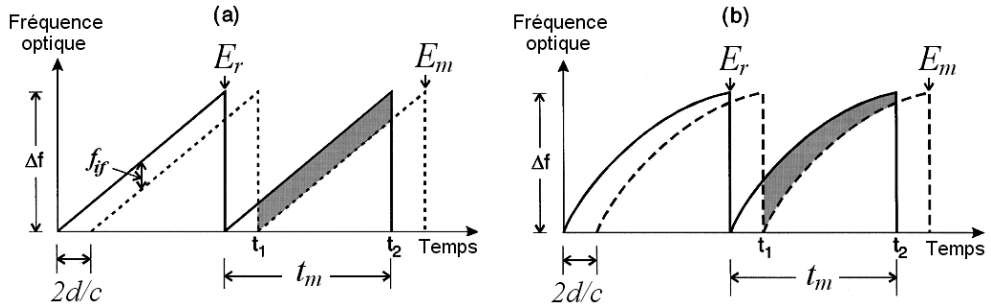


Fig. 2-7. Fréquences *vs* le temps des deux faisceaux recombinés [Amann 2001]

(a) le cas où la dérive de fréquence est linéaire, (b) où la dérive de fréquence est non-linéaire

Ce problème est partiellement réduit en utilisant une fibre optique pour allonger la voie de référence. Des exactitudes d'une dizaine de microns sont obtenues avec cette méthode [Swinkels 2005], [Perret 2006], [Cabral 2007]. Perret est arrivé à mesurer avec une exactitude relative de 10^{-6} des distances de 0.25 à 1 m. Pour la mission ESA PROBA3, Cabral a obtenue une exactitude de quelques dizaines de µm sur une distance de 150 mètres. Généralement, la performance du télémètre de type FMCW est limitée par la gamme totale de dérive de la fréquence optique, la longueur de cohérence du laser et la résolution du détecteur. Très pratiques et très compactes, les diodes lasers autour de 1.55 µm sont malheureusement défavorisées par leur grande largeur spectrale [Karlsson 1999] qui limite la portée de la mesure à une centaine de mètres.

Un laser FSF (Frequency-shifted feedback) dans lequel un modulateur acousto-optique a été inséré, est préférable : contrairement à un laser ordinaire, dont la longueur est stable, et qui donc émet un mode de fréquence stable, la présence du modulateur dans la cavité a pour effet que le mode émis par le laser ne peut jamais être stable. Le laser doit donc émettre un peigne de modes, tous en dérive de fréquence permanente, à plus de 10^{17} Hz/s. On obtient ainsi une source adaptée à la télémétrie FMCW, avec une sensibilité de l'ordre du GHz/m. Nakamura *et al.* sont ainsi arrivés à mesurer la distance de 3.7 km dans une fibre avec une résolution de l'ordre de 20 µm sur 5 s [Nakamura 2000][4].

2.2.3. Mesure de distance par interférence à deux ou plusieurs longueurs d'onde

Le mélange de deux longueurs d'onde différentes $\lambda_1 = c/v_1$ et $\lambda_2 = c/v_2$ crée une modulation temporelle et spatiale de l'intensité du faisceau détecté à la fréquence différence $F = |v_2 - v_1|$, on l'appelle 'battement' ou 'onde synthétique'.

[4] L'abstract, le corps de l'article et la conclusion indiquent "une résolution de 20 mm", mais le terme "résolution" désigne la largeur en fréquence du signal de battement détecté (convertie en longueur). La résolution, au sens de la note [BIPM 2012] peut être appréciée sur la figure 18 de [Nakamura 2000], où la distance est variée par pas de 50 µm toutes les 5 s.

Si on utilise deux longueurs d'onde, λ_1 et λ_2 dans l'interféromètre, le calcul de l'intensité résultant de l'interférence des deux champs

$$\begin{aligned} E_r &= A_r\left\{\exp\left[j\omega_1\left(t-l/c\right)\right]+\exp\left[j\omega_2\left(t-l/c\right)\right]\right\} \\ E_m &= A_m\left\{\exp\left[j\omega_1\left(t-L/c\right)\right]+\exp\left[j\omega_2\left(t-L/c\right)\right]\right\} \end{aligned} \qquad (2\text{-}8)$$

où $\omega_1 = 2\pi\nu_1$ et $\omega_2 = 2\pi\nu_2$, fait apparaître trois termes :

$$\begin{aligned} I(t) = {} & A_m^2\left[1+\cos\left(\delta\left(t-L/c\right)\right)\right] \quad + \quad A_r^2\left[1+\cos\left(\delta\left(t-l/c\right)\right)\right] \\ & +2A_mA_r\cos\left(\left(\omega_1+\omega_2\right)/2\times\Delta L/c\right)\times\left[\cos\left(\delta\left(t-\left(L+l\right)/2c\right)\right)+\cos\left(\delta\Delta L/2c\right)\right] \end{aligned}$$

(2-9)

où : $\Delta L = L - l$ $\delta \equiv \left|\omega_2-\omega_1\right| = 2\pi F = 2\pi c/\Lambda$, avec $F = \left|\nu_2-\nu_1\right|$ la fréquence de battement, $\Lambda \equiv \lambda_1\lambda_2/\left|\lambda_1-\lambda_2\right|$ est la longueur d'onde synthétique.

Le comportement du signal d'interférence est beaucoup plus riche que la variation cosinus de l'interférométrie à une longueur d'onde. On peut, ou bien exploiter l'intensité continue par une photodiode à basse fréquence, ou bien exploiter la phase et amplitude de la modulation à la fréquence synthétique. A la différence de l'interférométrie à une longueur d'onde, l'ambiguïté ne porte plus sur la connaissance du nombre entier de longueurs d'onde optiques mais sur le nombre entier de longueurs d'onde synthétiques, la NAR est $\Lambda/2 \gg \lambda_1/2 \gg \lambda_2/2$. Mais les comportements de l'intensité continue et du signal de battement sont compliqués et fonctions de plusieurs paramètres. La Fig. 2-8 ci-dessous représente la simulation du changement de l'intensité continue lorsque la différence de longueur change. L'intensité continue est modulée non seulement à l'échelle de la longueur d'onde optique mais aussi à l'échelle de la longueur d'onde synthétique. Le comportement, plus complexe, en phase et en amplitude du signal de battement est expliqué en détail en paragraphe §3.2 où j'explique le principe de mesure du télémètre Iliade. Il faut donc utiliser des stratégies de mesure et des algorithmes pour exploiter les informations télémétriques à partir du signal d'interférence à deux longueurs d'onde.

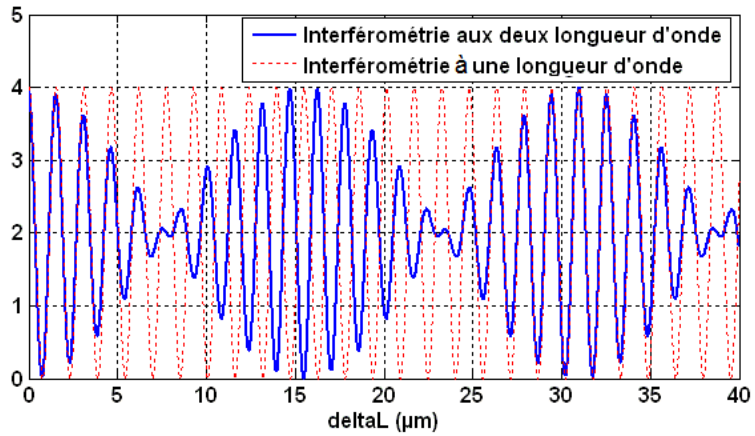


Fig. 2-8. Simulation de changement de l'intensité continue du signal d'interférence

Avec : $\lambda_1 = 1.55\,\mu\text{m}$, $\Lambda = 10\bar{\lambda}_{opt}$, $A_m = A_r = 1$

[Antonietti 2010] a proposé une méthode de mesure qui utilise la détection de cette intensité continue pour la mesure absolue de distance avec une exactitude en dessous de la longueur d'onde optique. Il semble que la méthode envisagée soit de chercher la fréquence de battement qui correspond à un zéro de l'amplitude des franges. Le résultat semble analogue à celui de la méthode T2M, mais avec une méthode plus complexe en traitement du signal et plus exigeante du point de vue du matériel.

Détection superhétérodyne

En 1988, Dändliker a proposé la méthode de détection superhétérodyne, qui permet d'obtenir une mesure avec une très grande exactitude quelle que soit la longueur d'onde synthétique [Dändliker 1988]. En exploitant les propriétés de polarisation, on fait en sorte que les faisceaux dans les deux voies de l'interféromètre soient de fréquences optiques différentes : ν_1, ν_2 sur la voie de référence, $\nu_1 + f_1$, $\nu_2 + f_2$ sur la voie de mesure ($|f_1 - f_2| \ll f_1, f_2 \ll F \equiv |\nu_1 - \nu_2|$, il y a environ 3 ordres de grandeur de différence). Il met en œuvre simultanément les interférences de quatre longueurs d'onde à la recombinaison. Le point important est que la détection à la fréquence $\nu_1 - \nu_2$ n'est pas nécessaire: les photodiodes détectent aux fréquences (f_1, f_2) des hétérodynages. Comme indiqué dans la thèse [Courde 2011, p. 17 et Fig. 2-3] des mélangeurs sont utilisés pour obtenir des signaux à la fréquence $|f_1 - f_2|$, mais dont la phase $\Delta\varphi = 2\pi\Delta L/\Lambda$ fait intervenir la longueur d'onde synthétique $\Lambda = \nu_1 - \nu_2$. Par la mesure de phase, la différence de longueur est déduite facilement.

L'avantage de la détection superhétérodyne est de ne pas nécessiter le contrôle de la fréquence absolue des lasers, seule la fréquence de battement F doit être maîtrisée. Avec une méthode voisine, mais évitant les diaphonies de polarisation, Azouigui a mis en place un télémètre avec une exactitude de 4 µm sur une mesure d'un déplacement de 3 mètres [Azouigui 2011]. Une exactitude de 8 nm a été obtenue pour une mesure de différence de longueur de 800 mm par l'équipe de Y. Salvadé [Salvadé 2008]. La mesure superhétérodyne bénéficie de la référence fournie par un peigne de fréquences pour calibrer les différentes longueurs d'ondes synthétiques mises en œuvre.

Sans utiliser la détection superhétérodyne, mais par une double détection hétérodyne et avec des longueurs d'onde multiples obtenues par l'utilisation de modulateurs de phase à 40 GHz en optique intégrée, O. Lay *et al.* ont obtenu un très bon résultat. MSTAR (Modulation Sideband Technology for Absolute Ranging) est capable de déterminer le nombre entier de longueurs d'onde. Une exactitude sub-micrométrique a été démontrée sur une distance absolue de 1 mètre [Lay 2003]. MSTAR a été développé pour le vol en formation de la mission spatiale TPF-I de la NASA (voir paragraphe §1.2).

Une autre approche est d'utiliser la méthode de l'aiguillage sur un télémètre par interférométrie hétérodyne. La 'switched heterodyne interferometry' a été mise en œuvre par [Mason 2002] sur la télémétrie Kite, dédiée au projet spatial SIM-Lite d'astrométrie

différentielle sur une base de l'ordre de 10 m. L'objectif était d'atteindre, outre une résolution de ≈10 pm sur la télémétrie de déplacement, une exactitude de ≈10 µm sur la télémétrie absolue [Mason 2002, Halverson 2004]. La mesure absolue utilise deux lasers monomodes décalés de 15 GHz, envoyés alternativement (à une cadence de 1 kHz) dans le montage de mesure hétérodyne. La différence des valeurs de la phase renvoie l'information télémétrique à l'échelle de la longueur d'onde synthétique (20 mm). La méthode est simple, et permet d'utiliser le même montage optique pour la mesure de déplacement et la mesure absolue. Elle a permis d'atteindre des erreurs systématiques de l'ordre de 10 µm, associées notamment à des diaphonies entre la voie de mesure et la voie de référence.

Le télémètre Iliade présenté dans ce mémoire exploite une mesure d'interférence à deux modes: la phase et l'amplitude du signal d'interférence sont exploitées, dans une séquence où la fréquence optique de la source suit un motif à trois valeurs [Phung 2013]. C'est au chapitre 3 que la méthode est présentée plus en détail.

2.3. Les approches mixtes combinant une mesure de temps de vol

Pour augmenter la performance du télémètre sur la plage de mesure, sur l'exactitude et la résolution de mesure, une solution est de combiner la méthode de temps de vols avec une méthode de haute sensibilité.

2.3.1. Combinaison temps de vols et corrélation d'impulsions

J. Ye a proposé un schéma de mesure (Fig. 2.9) qui combine une mesure de temps de vols et une mesure interférométrique réalisée par le chevauchement des impulsions en utilisant un train d'impulsions femtosecondes de phase stabilisée [Ye 2004]. Le schéma de ce télémètre est présenté dans la Fig. 2-9.

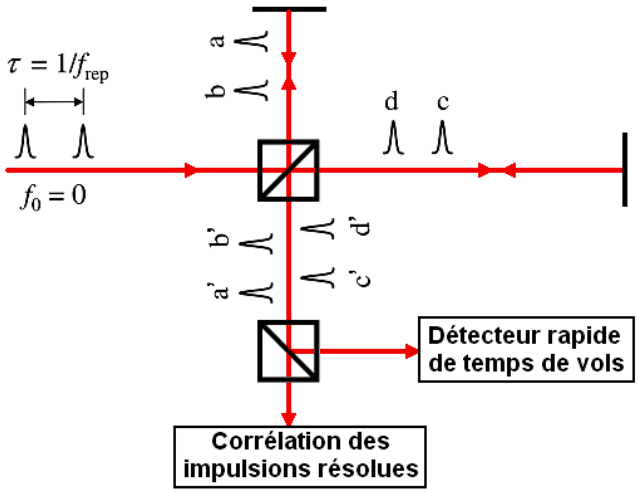


Fig. 2-9. Schéma de principe du télémètre proposé par J. Ye [Ye 2004]

Les impulsions avec la fréquence de répétition f_{rep} se propagent dans un interféromètre de type Michelson. A la sortie de l'interféromètre, les impulsions sont détectées de deux façons

différentes. Un détecteur rapide scrute le retard entre les deux trains d'impulsions, venant de la voie de référence et de la voie de mesure, et, pour donner une première valeur de ΔL avec une erreur de quelques mm, exploite les deux valeurs de ce retard pour deux valeurs différentes de la fréquence de répétition f_{rep}. Puis en continuant de décaler la cadence f_{rep}, les impulsions des deux voies finissent par se chevaucher, une frange d'interférence se développe. La fréquence f_{rep} est choisie pour que le contraste des franges soit maximum : les impulsions des deux voies se superposent exactement. On a alors : $\Delta L = K \times c / f_{rep}$ (K est un nombre entier qui est déterminé par la détection rapide). La mesure de la fréquence f_{rep} peut être faite avec une grande exactitude et une grande résolution. Les expériences de M. Cui *et al.* [Cui 2008] ont vérifié, à fréquence de répétition constante, que la position de l'enveloppe des franges pouvait être exploitée à mieux qu'une longueur d'onde optique. Le principal inconvénient de cette méthode est que de la cadence du laser doit être accordable, sur une plage d'autant plus grande que la distance à mesurer est courte, or les lasers femtoseconde ne se prêtent pas facilement à des variations importantes de la cadence de tirs.

Une approche très similaire est proposée par J. Lee [Lee 2010], il utilise un doubleur de fréquence en PPKTP et deux signaux de corrélation pour identifier la superposition exacte des deux impulsions (mesure et référence) par passage à zéro du signal différentiel en polarisations croisées [Kim 2007]. La fréquence de répétition est aussi contrôlée pour verrouiller le signal différentiel à zéro, permettant d'extraire $\Delta L = K \times c / f_{rep}$. Le nombre entier K est déterminé par deux fréquences de répétition successives qui donnent le verrouillage à zéro, comme T2M/TMPO (§ 2.1.2). Le montage expérimental de Lee a montré une très bonne stabilité : des déviations d'Allan de 117 nm à 5 ms et de 7 nm à une seconde sont été obtenues sur une distance de 0.7 km. Comme pour T2M/TMPO la procédure est simple, et n'exige aucune cohérence à longue distance sur la source. Mais, comme nous l'avons déjà mentionné pour la proposition de J. Ye, l'utilisation de lasers femtosecondes pose un problème pour la mesure des distances courtes, à cause de la plage de réglage limitée de la fréquence de répétition (±200 kHz), qui ne permet les mesures qu'au-delà de 187.5 m). Par ailleurs l'exactitude reste à confirmer puisque l'annexe, dans sa figure 3 indique que "un offset de 1.52 m a été retranché" dans la comparaison avec un télémètre de contrôle de précision millimétrique, ce qui laisse penser que la détermination de l'entier K est décalée d'une unité.

2.3.2. Combinaison temps de vols et interférence hétérodyne (« échantillonnage optique«)

En utilisant deux peignes de fréquence créés par deux lasers à modes bloqués, et en décalant légèrement les cadences d'un des deux peignes de façon à réaliser un échantillonnage optique [Dorrer 2003] des impulsions du laser de mesure par les impulsions du laser de référence, Coddington et *al* obtiennent, à partir d'un même signal, simultanément les informations d'interférence optique et de temps de vol. La précision de la mesure interférométrique est environ de 100 nm à 200 µs, atteint 5 nm à 60 ms de moyennage, et continue à descendre en

dessous de 3 nm à 500 ms. La précision de la mesure de temps de vols elle aussi s'améliore avec le moyennage. A 60 ms, lorsque, la précision de temps de vols atteint 200 nm, elle lève l'ambiguïté de la mesure interférométrique : les deux mesures sont recombinées pour donner une mesure absolue à longue distance avec une précision nanométrique. Ce très bon résultat repose toutefois sur une source laser complexe: les deux peignes de fréquences sont verrouillés en phase sur deux lasers continus monomodes (1535nm, et 1550nm), eux-mêmes asservis sur une cavité Fabry-Perot [Coddington 2009].

2.3.3. Combinaison temps de vols + mesure de phase synthétique et interférométrique.

En utilisant un peigne optique d'un laser femtoseconde (Fig. 2-10), K-N. Joo est arrivé à une résolution de quelques nanomètres sur la mesure distance [Joo 2008].

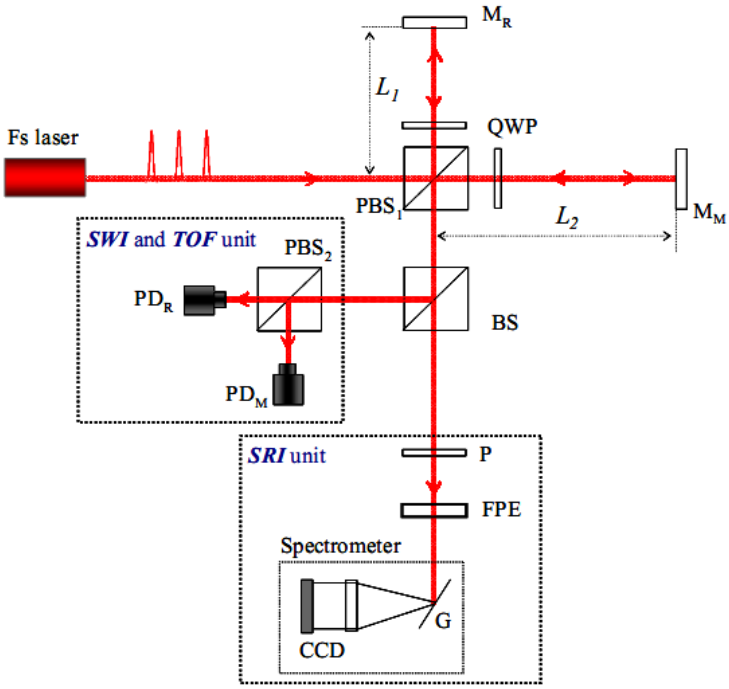


Fig. 2-10. Configuration de l'interféromètre pour la mesure absolue de distance [Joo 2008]
SWI : module de l'interféromètre de longueur d'onde synthétique; TOF: module de mesure de temps de vols ; SRI : module de l'interférométrie dispersée; FS laser : laser femtoseconde ; PDR, PDM : photodiode, BS : séparatrice, PBS1, PBS2 : séparateur de polarisation ; QWP : lame lambda/4 ; FPE; étalon de Fabry-Perot ; M_R, M_M : miroir ; P : 45° polariseur ; G : réseau de diffraction.

La mesure absolue de temps de vols (avec une résolution de 7.5 mm) élimine l'ambiguïté sur la mesure SWI (Fig. 2-10) qui a le NAR de 0.2 m. La résolution de SWI (0.154 mm) est bien inférieur au NAR de la mesure SRI (Fig. 2-10) qui vaut 1.46 mm, la mesure SWI élimine donc l'ambiguïté sur la mesure SRI qui donc améliore la résolution de mesure absolue jusqu'au niveau de quelques nanomètres. Mais du fait de la résolution insuffisante du dispositif réseau+CCD un étalon Fabry-Perot est nécessaire. L'exactitude de la mesure repose

alors la calibration de l'étalon, susceptible d'être affectée par la température. Dans la méthode de S. Van den Berg [Van den Berg 2012], l'étalon n'est plus nécessaire, grâce à la forte dispersion de l'élément dispersif VIPA (cf. §2.2.1).

Notre télémètre Iliade (Fig. 2-11) utilise la même idée de combinaison de 3 mesures en utilisant un faisceau bi-mode. La mesure de temps de vols est combinée avec la mesure du signal d'interférence à deux modes d'où on extrait la phase synthétique et la phase de l'interférence optique. Nous attendons une exactitude sub-nanométrique et une résolution de quelques dizaines de pm.

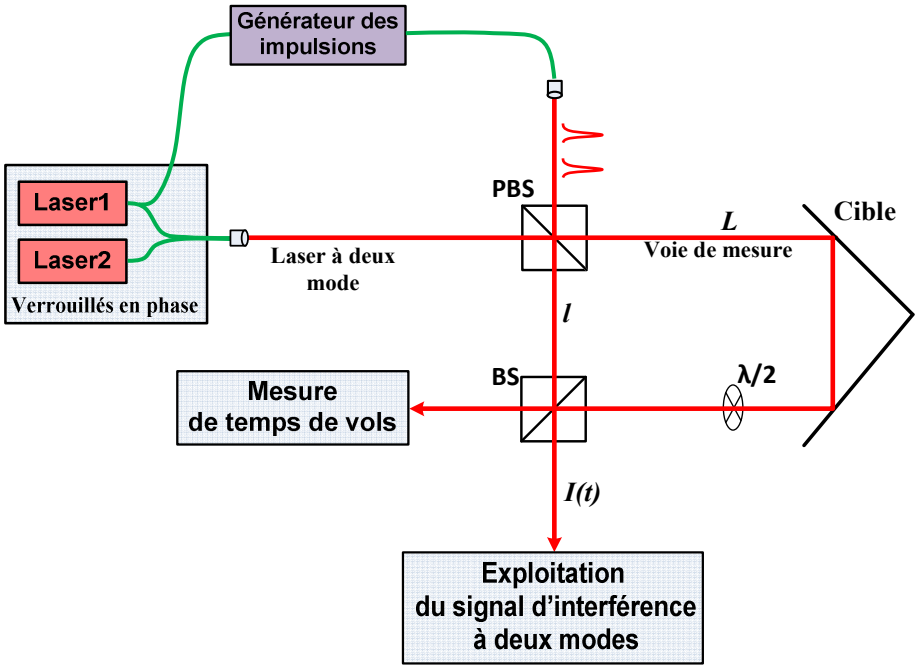


Fig. 2-11. Schéma compact de notre télémètre d'Iliade

Le module de génération des impulsions courtes est réalisé par l'équipe de S. Pitois du laboratoire ICB (Université de Dijon), la datation des impulsions est faite par E. Samain au laboratoire GéoAzur. Au laboratoire ARTEMIS, nous réalisons la mesure du signal d'interférence à deux modes ainsi que la mise au point de la procédure d'exploitation, qui extrait les phases optique et synthétique, et calcule la distance, en exploitant l'information fournie par la mesure de temps de vols [Phung 2013] : c'est le travail présenté dans ce mémoire.

Le chapitre qui vient (chapitre 3) présente la raison pour laquelle les deux mesures de phase (synthétique et optique) doivent être réalisées sur un même signal, et la méthode pour y parvenir.

2.4. Conclusion

J'ai présenté certaines des techniques principales pour la télémétrie laser. Je les résume dans le tableau ci-dessous.

Tableau 2-1. Les comparaisons des techniques de télémétrie laser

	Techniques	Avantages	Inconvénients
Approche non interférométrique	Mesure de temps de vols d'impulsions	Fournit une mesure absolue sans ambiguïté ; aucune exigence sur la cohérence du faisceau utilisé	Sensibilité limitée par le temps de montée des photodétecteurs
	Mesure de différence de phase d'ondes modulées en amplitude	Système simple, aucune exigence sur la cohérence de la porteuse optique	Erreurs cycliques dues aux diaphonies (problème résolu avec T2M/TMPO). Utilisation de détecteurs et électroniques micro-ondes, NAR = $\Lambda/2$
Approche interférométrique	Interférence à une longueur d'onde	Très grande sensibilité aux déplacements ; résolution très inférieure au nanomètre	NAR = $\lambda_{opt}/2 < 1$ µm
	Plusieurs interférences à une longueur d'onde	NAR plus grande (15 cm) ; résolution bien inférieur au micromètre	Complexité du traitement numérique des données
	Mesure par dérive de fréquence	Méthode et montage simples, source simple	Erreurs associées à la non linéarité de la rampe de fréquence, et au déplacement de la cible
	Interférence à plusieurs longueurs d'onde	Permet de d'accroitre et choisir le domaine de non ambiguïté tout en maintenant une haute résolution	Sources laser complexes ou modulations multiples. Sensible aux diaphonies optiques
Mixtes avec temps de vols	Combinaison temps de vols et corrélation d'impulsions	Absolue distance avec une exactitude sub-micrométrique, une résolution nanométrique	Systèmes complexes, difficultés techniques pour combiner des mesures, nécessite une grande accordabilité sur la source laser. Dispositifs sensibles aux diaphonies optiques. (sauf Coddington et al)
	Combinaison temps de vols et interférence hétérodyne	Absolue distance avec une exactitude nanométrique, une résolution nanométrique	
	Combinaison temps de vols + mesure de phase synthétique et interférométrique	Absolue distance avec une exactitude nanométrique et sub-nanométrique	

Chapitre 3. Principe de fonctionnement du télémètre Iliade

Ce chapitre présente le principe de fonctionnement du télémètre, qui exploite un signal d'interférence à deux modes, pour en extraire les valeurs de la phase de modulation synthétique et de la phase interférométrique, puis la valeur de la longueur. Je présente tout d'abord le signal de battement à deux modes en sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder, et son comportement en fonction des différents paramètres. Ensuite, j'explique la procédure qui, de ce signal, extrait la différence des longueurs des deux voies de l'interféromètre. Le principe de fonctionnement impose des conditions à respecter (par exemple sur la vitesse de la cible) présentées à la fin du chapitre.

3.1. Le signal d'interférence à deux modes

Le télémètre ILIADE utilise une onde synthétique obtenue par battement optique entre deux lasers monomodes à $1.55\mu m$ décalés en fréquence. Le battement est verrouillé en phase [Fatome 2010] à une fréquence $F = 20.04\ GHz$, (longueur d'onde synthétique $\Lambda = 15\ mm$).

Cette onde synthétique est détectée par deux photodiodes, PhD0 et PhD1, à l'entrée et à la sortie du dispositif télémétrique présenté de façon schématique sur la figure 3.1. Les deux photodiodes détectent la modulation synthétique à 20.04 GHz, mais le signal de PhD1 est affecté, en phase et en amplitude, par les déplacements de la cible, car il résulte de l'interférence de deux faisceaux qui se sont propagés sur deux voies différentes:

- la voie de référence de longueur l, fixe.
- la voie de mesure de longueur L, variable.

La quantité à mesurer est la différence des longueurs des deux voies : $\Delta L \equiv L - l$.

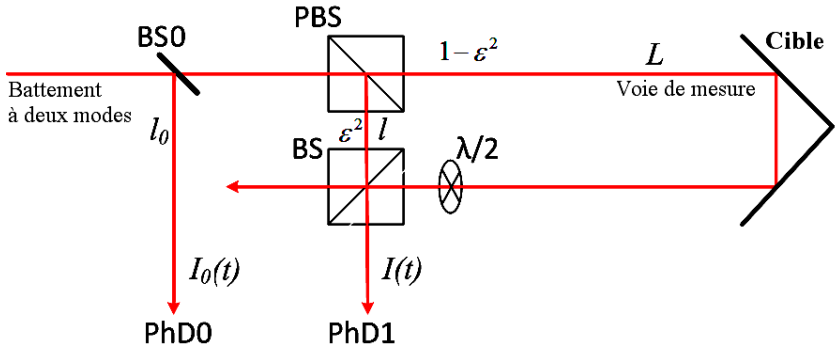


Fig. 3-1. Schéma de principe du télémètre ILIADE

BS0 : lame séparatrice; BS : séparateur 50/50 ; PBS : séparateur polarisant; $I_0(t)$ et $I(t)$: sont les intensités des faisceaux détectés par les photodiodes PhD0 et PhD1, respectivement. ε^2, $1-\varepsilon^2$ sont des fractions de puissance optique. Les longueurs l_0, l, L sont définies, à partir de la séparatrice BS0, comme égales aux chemins qui mènent aux photodiodes PhD0 (longueur l_0) et PhD1 (longueurs l, L).

Sur le schéma ci-dessus, nous supposons que la polarisation du faisceau initial est orientée de telle sorte que l'essentiel de la puissance va sur la voie de mesure, en polarisation P, avant d'être redressé de 90° par une lame demi-onde. Un peu de puissance (en polarisation S)

parcourt la voie de référence, et donc interfère à sa recombinaison avec le faisceau de mesure. L'intensité, *I(t)*, qui traduit l'interférence des deux faisceaux recombinés est détectée par la photodiode PhD1 en prenant comme référence le signal $I_0(t)$ de la photodiode PhD0.

Le calcul de l'intensité résultant de l'interférence des deux ondes

$$E_{ref} = \varepsilon\left(e^{i\omega(t-l/c)} + e^{i(\omega+\delta)(t-l/c)}\right),\ E_{mes} = \sqrt{1-\varepsilon^2}\left(e^{i\omega(t-L/c)} + e^{i(\omega+\delta)(t-L/c)}\right) \qquad (3\text{-}1)$$

fait apparaître trois termes :

$$I(t) = \left(1-\varepsilon^2\right)\left[1+\cos\left(\delta\left(t-L/c\right)\right)\right] \quad + \quad \varepsilon^2\left[1+\cos\left(\delta\left(t-l/c\right)\right)\right]$$
$$+2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\omega(L-l)/c+\delta(L-l)/2c\right)\times\left[\cos\left(\delta\left(t-\left(L+l\right)/2c\right)\right)+\cos\left(\delta\left(L-l\right)/2c\right)\right]$$
$$(3\text{-}2)$$

où : $\omega \equiv 2\pi\nu_{opt} = 2\pi c/\lambda_{opt}$, $\delta \equiv 2\pi F = 2\pi c/\Lambda$, ν_{opt} étant la fréquence optique du laser maître, F est la fréquence de battement.

La mesure télémétrique exploite les termes modulés en $\cos(\delta t)$, à la fréquence de 20,04 GHz.

NB: Nous utiliserons la représentation vectorielle, dans laquelle un signal $\alpha\cos(\delta t-\varphi)$ est représenté par un vecteur $\vec{a} = \alpha e^{i\varphi}$ dans le plan complexe. L'intérêt de cette représentation est que le vecteur représentant la somme de différents termes $\alpha_k\cos(\delta t+\varphi_k)$ est la somme vectorielle des $\vec{a}_k$.

En prenant comme référence, de phase et d'intensité, le signal I_0 de la photodiode PhD0, le signal d'interférence à deux modes,

$$\vec{a} \equiv I/I_0 = A\left[\underbrace{\left(1-\varepsilon^2\right)e^{i\delta\frac{L}{c}}}_{\text{voie de mesure}} + \underbrace{\varepsilon^2 e^{i\delta\frac{l}{c}}}_{\text{voie de référence}} + \underbrace{2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\frac{L-l}{c}\right)e^{i\delta\frac{L+l}{2c}}}_{\text{interférence des deux faisceaux}}\right]e^{-i\delta\frac{l_0}{c}}$$
$$(3\text{-}3)$$

est la résultante de trois vecteurs

$$\overrightarrow{mes} \equiv A(1-\varepsilon^2)e^{i\delta(L-l_0)/c},$$

$$\overrightarrow{réf} \equiv A\varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)/c},$$

$$\overrightarrow{Int} \equiv 2A\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left((\omega+\delta/2)(L-l)/c\right)e^{i\frac{\delta}{c}\left[\frac{L+l}{2}-l_0\right]},$$

Cette structure en trois termes se comprend bien. Les deux premiers termes correspondent à la simple addition des deux modulations ayant parcouru la voie de référence et la voie de mesure, reconnaissables aux facteurs $e^{i\delta L(l)/c}$ traduisant la propagation du battement. C'est bien le signal qu'on obtiendrait si l'interférence était rendue impossible, par exemple en l'absence de la lame demi-onde (les deux polarisations seraient alors orthogonales). Dans le

troisième terme on peut reconnaître le facteur $\cos((\omega+\delta/2)(L-l)/c)$, qui traduit l'interférence optique, et fait intervenir la longueur d'onde $\bar{\lambda}_{opt} \equiv c/(\nu_{opt}+F/2)$ correspondant à la fréquence moyenne des deux modes du champ. Ce terme présente lui aussi un facteur $e^{i\delta(L+l)/2c}$, qui traduit la propagation du battement, mais qui fait intervenir la *moyenne* $(L+l)/2$ des longueurs des deux voies.

Cas particuliers:

- Si le faisceau parcourant la voie de référence est masqué (cela correspond au cas $\varepsilon=0$ dans les équations ci-dessus), le signal n'a pas de contribution interférométrique: son amplitude est constante, et sa phase évolue comme $e^{i2\pi L/\Lambda}$, fournissant de façon pratique une information de phase synthétique (par abus de langage, j'utiliserai l'expression "phase synthétique" pour "phase de propagation à l'échelle de la longueur d'one synthétique")

- Si on choisit de répartir les intensités de façon très inégale (par exemple, si $\varepsilon \ll 1$, la plus grande partie de la puissance sur la voie de mesure, c'est le choix que nous avons fait ci-dessous cf. §3.3.2), alors le terme interférentiel est *intermédiaire* entre le signal de la voie de mesure, dominant, et le signal correspondant à la voie de référence, beaucoup plus petit, car $1-\varepsilon^2 > 2\varepsilon > \varepsilon^2$.

3.2. Propriétés du signal d'interférence à deux modes

On remarque que les variations de la longueur L et de la fréquence ν_{opt} du laser maître n'affectent pas de la même manière le signal d'interférence à deux modes.

Lorsqu'on ne balaye que la fréquence optique ν_{opt} du laser maître (et, avec lui, celle du laser esclave), seul le terme d'interférence varie : dans le plan complexe le signal décrit, de façon cyclique, un segment parfaitement rectiligne dans le cas idéal (Fig. 3-2).

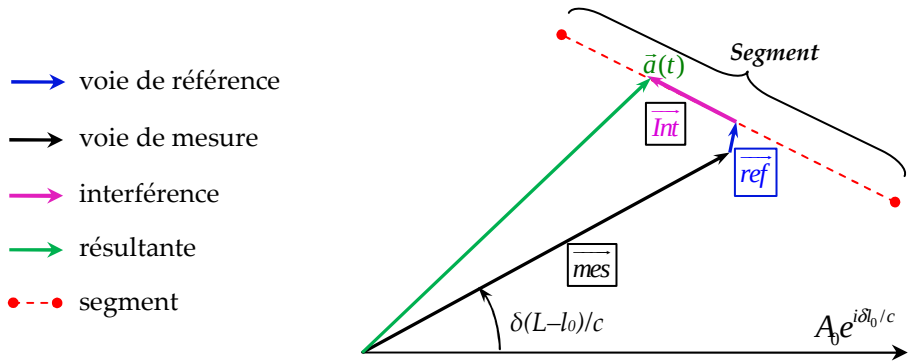


Fig. 3-2 Scan de la fréquence du laser ν_{opt}.

Le vecteur violet représente la contribution interférométrique. Le vecteur correspondant au signal $A_0e^{i\delta l_0/c}$ de la photodiode de référence est pris comme orientation de référence. Lors d'un balayage de la fréquence ν_{opt} du laser maître l'extrémité du vecteur $\vec{a}(t)$ parcourt le segment en tirets rouges.

Bien que ce terme soit normalement réservé aux interféromètres à ondes multiples, nous appellerons la quantité *ISL* = *c/(L–l)* l' "intervalle spectral libre" de l'interférence voie de mesure/voie de référence. Le fait que le segment attendu soit parfaitement rectiligne est une propriété facile à tester: elle sera exploitée de façon récurrente tout au long de ce travail.

Par contre, si la longueur à mesurer *L* varie, le comportement est plus compliqué, puisque deux des trois termes de l'équation (3-3) varient. Le vecteur $\overrightarrow{mes}$ tourne autour de l'origine du plan complexe, car l'angle $\delta L/c$ varie, et d'autre part le terme d'interférence change,

- en orientation, puisque l'angle $\delta L/2c$ varie
- et du fait du facteur $\cos((\omega+\delta/2)(L-l)/c)$, 10000 fois plus sensible aux variations de longueur que la rotation du vecteur $\overrightarrow{mes}$, traduit l'interférence optique.

La Fig. 3-3 ci-dessous représente le comportement du vecteur $\vec{a}$, lorsque *L* varie continument d'une longueur d'onde synthétique (c'est-à-dire lorsque la cible se déplace de *Λ/2*) dans les deux cas opposés,

- avec ε petit (l'essentiel de la puissance du faisceau parcourt la voie de mesure), le vecteur $\vec{a}$ parcourt un 'feston' autour du centre du plan complexe (Fig. 3-3(a)) car chaque frange de l'interférence optique génère une "aiguille"

- ou avec ε grand (voisin de 1 : l'essentiel de la puissance du faisceau parcourt la voie de référence), dans ce cas le vecteur $\vec{a}$ décrit une courbe comportant un grand nombre de 'pétales', rappelant une fleur, figure que nous appellerons une 'marguerite' (Fig. 3-3(b).

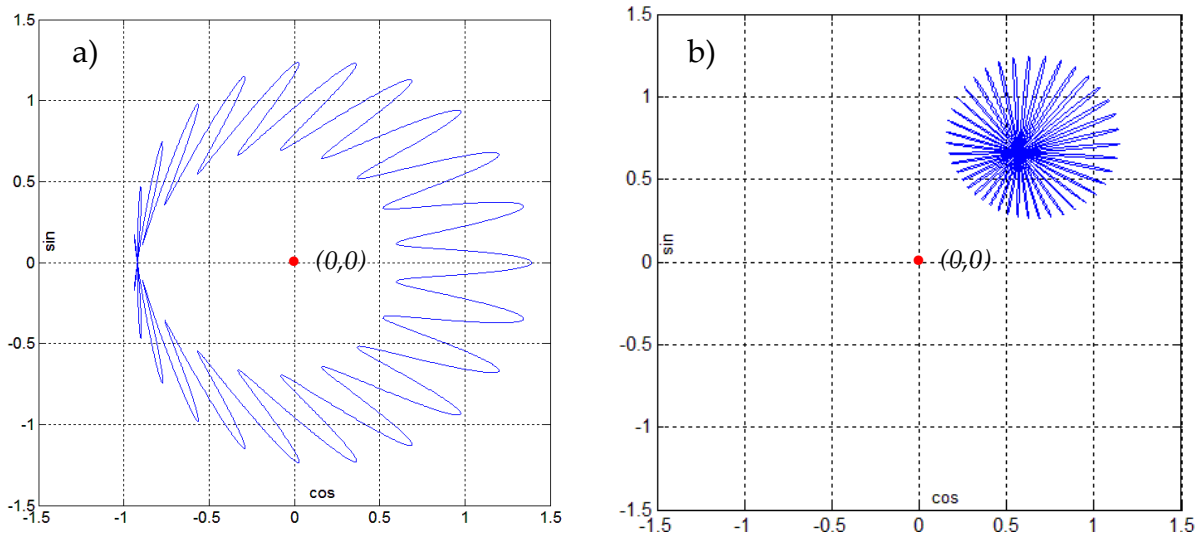


Fig. 3-3. Balayage de la longueur à mesurer L: le signal d'interférence à deux modes décrit, dans le plan complexe.

(a) 'un feston', dans le cas où l'essentiel du faisceau parcourt la voie de mesure ; (b) 'une marguerite', dans le cas où l'essentiel de la puissance parcourt la voie de référence. Ici le signal est calculé pour $\Lambda = 20\times\lambda_{opt}$ et $\varepsilon = 0.25$ (a) et 0.968 (b).

Nous devons donc attendre que la résultante des trois vecteurs décrive des aiguilles comme sur le Fig. 3-3(a) mais beaucoup plus nombreuses et fines que la vingtaine d'aiguilles représentée, car la largeur de chaque aiguille (la largeur angulaire en cycle) est $\delta/\omega \approx 10^{-4}$.

Pour la mesure télémétrique on peut exploiter (cf Fig. 3-2)

- la position de l'extrémité du vecteur rouge sur le segment, pour en extraire la phase interférométrique et donc la mesure sub-λ_{opt} de la longueur ΔL à mesurer

- l'orientation du vecteur noir et l'orientation du vecteur rouge (orientation du segment), qui, tous deux traduisent la phase de la modulation synthétique, et donc la mesure à l'échelle intermédiaire.

Mais ce signal compliqué avec un comportement complexe en fonction de ΔL et des autres paramètres ne se prête pas à une exploitation simple: d'une seule mesure de $\vec{a}$ il n'est pas possible d'extraire *séparément* les deux phases, interférométrique et synthétique. C'est au §3.3 que sera présentée une procédure (au cours de laquelle $\vec{a}$ est enregistré pour trois valeurs différentes de ν_{opt}, c.à.d. *un groupe de 3 points* sur le segment) permettant d'extraire ΔL et tous les autres paramètres de l'équation (3-3).

Le segment radial et le segment perpendiculaire

J'ai présenté ci-dessus l'expression du signal, et son comportement en fonction des paramètres, dans le cas idéal. Le signal observé sur le montage expérimental est bien sûr affecté de divers parasites et erreurs systématiques. Nous verrons que l'étude, l'identification, et la réduction de ces erreurs systématiques doivent atteindre un niveau de précision bien inférieur à 10^{-4} pour que la procédure d'extraction de ΔL aboutisse à la valeur correcte. Le travail (chapitre 5), consacré à l'identification les défauts observables sur le signal (présentés par les déformations sur le segment) a été essentiellement réalisé en comparant le comportement observé pour le signal d'interférence à deux modes avec le comportement idéal, présenté ci-dessus. Le "segment" traduisant l'interférence est une sonde particulièrement sensible, dont toute déformation traduit la présence d'effets systématiques.

Cette étude a été faite plus particulièrement pour deux positions bien spécifiques dans le plan complexe, au voisinage des positions (1,0) et (-1,0) de la Fig. 3-3(a). Le segment est alors aligné (position (1,0)) ou perpendiculaire (position (-1,0)) aux contributions de la voie de mesure et le la voie de référence. En effet la sensibilité aux défauts du montage fait que ces deux positions présentent, chacune, un intérêt spécifique. Ces deux orientations, radiale et ortho-radiale, correspondent aux cas où $(L-l)/\Lambda$ est, respectivement, entier et demi-entier, c'est-à-dire aux cas où les vecteurs $\overrightarrow{mes}$ et $\overrightarrow{réf}$ sont parallèles et antiparallèles.

3.3. Méthode d'exploitation du signal

Le télémètre doit exploiter les valeurs du signal télémétrique *I(t)*, et du signal de référence $I_0(t)$, et extraire la valeur de ΔL.

Dans la procédure qui va être présentée on considère des valeurs d'une même grandeur (par exemple ΔL) déterminées de différentes façons, et donc avec des niveaux de précision différents. La notation doit expliciter ces différentes valeurs.

♦ Notations

$(\quad)_{tdv}$: Résultat d'une mesure de temps de vols (ou d'une mesure faite à l'assemblage du télémètre)

$(\quad)_{synt}$: valeur associée au résultat d'une détermination de la phase synthétique $2\pi\delta(L-l)/c$

$(\quad)_{\text{inter}}$: valeur associée au résultat d'une détermination de la phase optique $2\pi(L-l)/\overline{\lambda}_{opt}$

$(\quad)_{...}(t_i)$: Résultat de mesure à l'instant t_i (i = 1 : N, $t_0 = 0$)

$(\quad)_{...}^{t=0}(t_i)$: Valeur à l'instant t = 0, déduite à partir d'une valeur à un instant t_i ultérieur (*cf* plus bas)

$(\quad)_{...}^{t=0}$: Résultat du moyennage d'un ensemble de valeurs $(\quad)_{...}^{t=0}(t_i)$ (*cf* plus bas)

L'indice i tient au fait que le bruit sur la mesure des signaux à 20 GHz ne permet pas d'avoir la précision statistique suffisante (c'est-à-dire $<<10^{-4}$) sur une mesure individuelle, ni même sur un groupe de 3 points. Il faudra donc faire l'acquisition d'un ensemble de N groupes de 3 points, repérés par un indice *i* allant de 0 à N-1.

♦ Principe

La mesure de temps de vols nous donne la différence de longueurs $(\Delta L)_{tdv} \equiv (L-l)_{tdv}$, avec une précision meilleure que le mm, donc bien meilleure que la longueur d'onde synthétique 15mm : en combinant ce résultat avec la valeur de la phase synthétique $\Phi_{synt} \equiv 2\pi\Delta L/\Lambda$ *(modulo 2π)*, obtenue à une précision meilleure que 10^{-4} cycle à partir des orientations des vecteurs $\overrightarrow{mes}$ et $\overrightarrow{Int}$, nous pouvons obtenir ΔL de façon non ambigüe à l'échelle de la longueur d'onde optique. Ensuite, la valeur de la phase interférométrique $\Phi_{inter} \equiv 2\pi\Delta L/\overline{\lambda}_{opt}$ *(modulo 2π)* tirée du vecteur $\overrightarrow{Int}$ donne accès à la précision nanométrique. Mais avec une seule valeur du signal télémétrique $\vec{a}$, résultante des trois termes $\overrightarrow{mes}$, $\overrightarrow{réf}$ et $\overrightarrow{Int}$, il n'est pas possible d'extraire séparément les deux données.

L'idée de la procédure télémétrique d'Iliade est qu'on réalise toutes les 10 à 20µs une mesure de $\vec{a}$, pour des valeurs de la fréquence optique de la source laser qui changent suivant un motif à trois états[5]. On obtient donc, non pas un point $\vec{a}$ sur le segment (fig. 3-2), mais un "groupe de 3 points": $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ sur le segment. Les trois valeurs de la fréquence ne sont pas

[5] Pour des raisons pratiques, la procédure qui a été mise en œuvre (§4.1.1) se déroule suivant un cycle élémentaire à 5 fréquences. Nous présentons ici le principe de la mesure idéale.

quelconques mais calculées d'après la mesure de temps de vol, de telle sorte que les trois vecteurs peuvent être exploités de façon relativement simple pour délivrer, *séparément*, la phase interférométrique Φ_{inter}, et la phase synthétique Φ_{synt}.

Le paragraphe §3.3.1 ci-dessous présente la procédure de mesure d'Iliade où on choisit les fréquences des 3 points $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$, et où on réalise l'acquisition de N groupes de 3 points. Ensuite, le paragraphe §3.3.2 explique comment, à partir des données mesurées, la procédure extrait tous les paramètres du problème, et fournit notamment une valeur, de haute exactitude et de haute résolution, de la longueur ΔL à mesurer.

3.3.1. Le principe de la mesure à 3 points

Comment choisir les trois valeurs de la fréquence optique de la source au moment de l'acquisition des 3 points $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ pour que la procédure soit relativement simple.

On suppose que la mesure de temps de vols fournit une valeur de $(L - l)_{tdv}$ avec une exactitude bien meilleure que 10^{-4}. On connaît donc l'intervalle spectral libre de l'interférence mesure/référence avec une exactitude relative de:

$$u_{tdv}\left(ISL\right)/ISL_{tdv} = u_{tdv}\left(\Delta L\right)/\Delta L_{tdv} \ll 10^{-4} \qquad (3\text{-}4).$$

On peut donc utiliser la valeur de ISL_{tdv} pour calculer les fréquences des 3 points : (ν_{opt}, ν_{opt} + $ISL/4$, ν_{opt} + $ISL/2$).

En réécrivant l'équation (3-3) du signal $\vec{a}$, on a

$$\vec{a}_{1,2,3} = A\left[(1-\varepsilon^2)e^{i\delta(L(t)-l_0)/c} + \varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)/c} + 2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\left(\omega_{1,2,3}+\frac{\delta}{2}\right)\frac{(L(t)-l)}{c}\right)e^{i\delta((L(t)+l)/2-l_0)/2c}\right]$$

(3-5)

Le choix des trois valeurs de la fréquence optique conduit à mesurer les 3 points suivants :

$$\vec{a}_1 = \vec{a}\left(\nu_{opt}\right) = \vec{a}_0 + S\cos\left[2\pi\frac{\Delta L}{\bar{\lambda}_{opt}}\right]e^{i\Psi} \qquad \text{(a)}$$

$$\vec{a}_2 = \vec{a}\left(\nu_{opt}+\frac{ISL}{4}\right) = \vec{a}_0 - S\sin\left[2\pi\frac{\Delta L}{\bar{\lambda}_{opt}}\right]e^{i\Psi} \qquad \text{(b)} \qquad (3\text{-}6)$$

$$\vec{a}_3 = \vec{a}\left(\nu_{opt}+\frac{ISL}{2}\right) = \vec{a}_0 - S\cos\left[2\pi\frac{\Delta L}{\bar{\lambda}_{opt}}\right]e^{i\Psi} \qquad \text{(c)}$$

où $\vec{a}_0 \equiv A\left[(1-\varepsilon^2)e^{i\delta(L(t)-l_0)/c} + \varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)/c}\right] = \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf}$,

$S \equiv 2A\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}$ et $\Psi \equiv \delta\left(\left(L(t)+l\right)/2 - l_0\right)/c$

Sur le plan complexe, les trois points sont représentés sur le segment comme dans la figure ci-dessous :

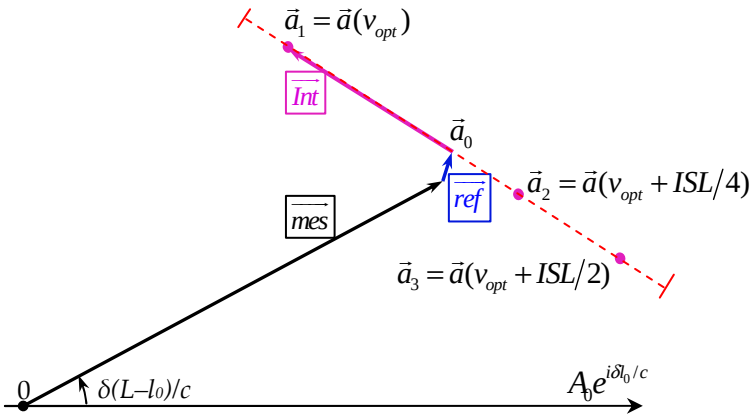


Fig. 3-4. Exploitation télémétrique des trois points,
choix de la séquence de 3 fréquences optiques différentes

On a supposé que ΔL ne varie pas entre les mesures de $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, et $\vec{a}_3$, faites pour 3 valeurs de la fréquence du laser maître (v_{opt}, v_{opt} + $ISL/4$, v_{opt} + $ISL/2$). Cette hypothèse, et la limite qui en découle sur la vitesse de la cible, feront l'objet du §3.4.2

En théorie, avec ces trois points, les paramètres sont extraits de façon relativement simple. Mais, à cause du bruit sur les signaux, un cycle élémentaire de la procédure (un groupe de trois points) ne suffit pas (§5.6). Ce n'est que en moyennant plusieurs centaines de groupes de 3 points (un "cycle complet" = N cycles de trois points) qu'on atteint une précision statistique sur Φ_{synt} suffisante pour déterminer ΔL_{inter} de façon univoque. Mais un moyennage naïf est voué à l'échec car (sauf à se restreindre à des vitesses très faibles de la cible, de l'ordre du µm/s, *cf*, aussi, §3.4.2), la phase synthétique variera de plus que la précision statistique visée pendant la durée d'un moyennage. La procédure ci-dessous prend en charge le mouvement de la cible entre deux groupes de 3 points successifs et permet

- de moyenner N groupes de 3 points, sans être affecté par le déplacement de la cible
- et de garder malgré tout le bénéfice de la mesure interférométrique.

Cette procédure est présentée dans le paragraphe §3.3.2 qui suit. L'idée est, pour chacun des N groupes de trois points, d'exploiter les valeurs $\Delta L_{inter}(t_i)$ de la mesure interférométrique, de corriger la valeur de la mesure synthétique $\Delta L_{synt}(t_i)$ de façon à obtenir N valeurs de $\Delta L^0_{synt}(t_i)$. On obtient ainsi N valeurs de ΔL *au début du cycle*, qui se prêtent au moyennage recherché puisque le mouvement de la cible en a été soustrait.

3.3.2. Procédure de calcul de ΔL

Je présente ci-dessous une version "qualitative" de la procédure, sans chercher à être exhaustif. On trouvera en annexe A1 la procédure intégrale: elle met en œuvre un certain nombre de conditionnelles qui permettent de traiter tous les cas possibles, c'est-à-dire toutes les valeurs possibles pour les phases interférométrique et synthétique.

La procédure suppose que, d'une part une mesure approximative $(L-l)_{tdv}$ est disponible avant la mesure de haute exactitude, et d'autre part qu'une mesure $(l-l_0)_{tdv}$ a été faite à l'assemblage de l'instrument.

Le centre du segment $\vec{a}_0$:

On note que $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_3$ sont opposés par rapport au centre du segment, Fig. 3-4, et que

$$\vec{a}_0 = (\vec{a}_1 + \vec{a}_3)/2 \qquad (3\text{-}7)$$

La demi-longueur S **du segment** :

$$S = \sqrt{|\vec{a}_1 - \vec{a}_0|^2 + |\vec{a}_2 - \vec{a}_0|^2} \qquad (3\text{-}8)$$

L'orientation Ψ_{synt} **du vecteur d'interférence** $\overrightarrow{Int}$:

Sur le plan complexe (Fig. 3-4), la valeur Ψ_{synt} est déterminée par l'angle entre le vecteur $\overrightarrow{Int}$ (c'est parfois $\vec{a}_1 - \vec{a}_2$, parfois $\vec{a}_3 - \vec{a}_2$) et le vecteur $A_0 e^{i\delta l_0/c}$. Puisque Ψ_{synt} n'est définie que sur [*0*, π], on utilise la valeur de $\Psi_{tdv} = \left[\delta/2c\left((L-l_0)_{tdv} + (l-l_0)_{tdv}\right)\right]_{\text{modulo}\,2\pi} \in [0, 2\pi[$ pour déterminer si on retient la direction de $\vec{a}_1 - \vec{a}_2$ ou celle au contraire de $\vec{a}_2 - \vec{a}_1$.

La phase interférométrique : $\Phi_{\text{inter}} \equiv 2\pi\Delta L / \overline{\lambda}_{opt} = 2\pi\left(\nu_{opt} + F/2\right)\Delta L/c$

En réécrivant l'équation 3-6-a, b, on obtient :

$$\begin{cases} \vec{a}_1 - \vec{a}_0 = S\cos(\Phi_{\text{inter}})e^{i\Psi} \\ \vec{a}_2 - \vec{a}_0 = -S\sin(\Phi_{\text{inter}})e^{i\Psi} \end{cases} \qquad (3\text{-}9)$$

d'où on extrait la phase interférométrique Φ_{inter}.

Avec N groupes de 3 points, nous avons N groupes des paramètres calculés aux temps t_i. Le premier groupe (i=0) est utilisé pour déterminer ε, A, $(l-l_0)_{synt}(t_0)$ et $(L-l_0)_{synt}(t_0)$. Les

autres groupes permettent de déterminer $(l-l_0)_{synt}(t_i)$ et $(L-l_0)_{synt}(t_i)$, en faisant l'hypothèse que ε et A sont constants à cette échelle de temps.

La détermination de ε est itérative: dans un premier temps on suppose que ε^2 est négligeable devant ε. On aboutit à une première détermination

$$\varepsilon_{01} = \sqrt{\frac{\left(S^{(t=0)}\right)^2}{\left(S^{(t=0)}\right)^2 + 4\left|\vec{a}_0\right|^2}} \qquad (3\text{-}10)$$

$$A_{01} = \frac{S^{(t=0)}}{2\varepsilon_{01}\sqrt{1-\varepsilon_{01}^2}} \qquad (3\text{-}11)$$

qu'on exploite, avec $(l-l_0)_{tdv}$, pour faire une première détermination de $\overrightarrow{mes}$:

$$\overrightarrow{mes_{01}} = \vec{a}_0 - A_{01}\varepsilon_{01}^2 e^{i\delta(l-l_0)_{tdv}/c} \qquad (3\text{-}12)$$

On peut alors recalculer ε et A en remplaçant $\vec{a}_0$ par $\overrightarrow{mes}$ dans (3-12). En itérant 2 ou 3 fois, on obtient les valeurs ε et A avec la précision voulue (*cf* annexe A1).

Avec ces valeurs de ε et A, on peut écrire $\overrightarrow{réf} = A\varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)_{tdv}/c}$ avec une précision suffisante pour qu'on puisse, pour chaque instants t_i (i=1 à N-1) ultérieurs,

- de $\vec{a}_0(t_i)$ extraire $\overrightarrow{mes}(t_i)$, et donc $(L-l_0)_{synt}(t_i)$ (3-13)

- de l'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$, extraire $\left((L+l)/2-l_0\right)_{synt}(t_i)$ (3-14)

Alors, par soustraction de (3-13) avec (3-14), on obtient $(L-l)_{synt}(t_i)$.

La variation de la phase interférométrique, entre les instants $t=t_0$ et $t=t_i$ nous donne la variations $\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i)$ de la longueur $L(t_i)$ à très haute résolution. Les *N-1* valeurs

$$(L-l)_{synt}(t_i) - \underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i), \qquad (3\text{-}15)$$

jointes à $(L-l)_{synth}(t_0)$, constituent N estimations différentes de la longueur à l'instant $t=t_0$. Par un moyennage simple, on obtient une valeur $\Delta L_{synt}^{t=t_0}$ sur laquelle la statistique nous permet d'espérer atteindre une précision meilleure qu'une demi-longueur d'onde optique. En utilisant la partie entière de l'ordre d'interférence $\mathrm{int}(\Delta L_{synt}^{t=t_0}/\bar{\lambda}_{opt})$, et la valeur de la phase interférométrique $\Phi_{\mathrm{inter}}(t_0)$, on obtient la détermination de haute exactitude de la longueur:

$$\Delta L_{\text{inter}}^{t=t_0} = \bar{\lambda}_{opt}\left[\ \text{int}(\Delta L_{synt}^{t=t_0} / \bar{\lambda}_{opt}) + \Phi_{\text{inter}}(t=t_0)/2\pi\right] \qquad (3\text{-}16)$$

à l'instant $t = t_0$, puis aux instants t_i ultérieurs en utilisant les valeurs $\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0, t_i)$.

Dans le principe, l'exactitude de mesure de longueur est limitée par l'exactitude de la détermination de la phase interférométrique. L'annexe A.9 évalue l'effet de certaines sources d'erreur sur l'exactitude notamment

- le mouvement de la cible,
- l'incertitude sur la fréquence optique de la source laser,
- l'incertitude sur la fréquence du battement.

<u>Remarques:</u>

Récurrence de la mesure

Actuellement la mesure est délivrée *après* acquisition et moyennage de N groupes de trois points, ce qui fixe une limite à la bande passante de la mesure (une mesure toutes les 40 ms, cf §4.1.5). Toutefois on peut très bien imaginer, au moins dans le principe, que *toute* la procédure soit réalisée *à chaque nouvelle acquisition d'un groupe de trois points* (traitement de type "moyenne glissante"). On aurait alors une mesure mise à jour à chaque acquisition, donc un gain d'un facteur N ≅ quelques centaines) sur la vitesse de mise à jour de la mesure. A première vue cette procédure semble demander une puissance de calcul N fois plus importante. Nous n'avons pas encore tenté de voir si cette procédure est réalisable d'une façon qui soit compatible avec les puissances de calcul embarquables actuellement ou si elle peut être mise en œuvre d'une façon suffisamment peu consommatrice de ressources.

Choix de la grandeur de ε

Nous avons vu que dans la détermination de ΔL_{synt} intervient la direction du segment. Pour cette raison, la longueur du segment ne peut pas être beaucoup plus petite que la longueur du vecteur $\overrightarrow{mes}$, l'optimum étant de l'ordre de 1. Cela correspond à

- une valeur d'epsilon voisine de 0.25,
- donc une répartition de $\varepsilon^2 = 6\%$ *vs* $1-\varepsilon^2 = 94\%$ des puissances des faisceaux optiques qui parcourent la voie de référence (longueur du vecteur $\overrightarrow{réf}$), et la voie de mesure (vecteur $\overrightarrow{mes}$), respectivement.

De cette façon, on parvient à une situation où le segment est assez grand pour être exploitable, mais où malgré tout ε^2 est suffisamment petit pour que la méthode itérative qui vient d'être exposée converge rapidement.

Déroulement de la procédure

La procédure de mesure et de calcul est résumée dans le schéma suivant :

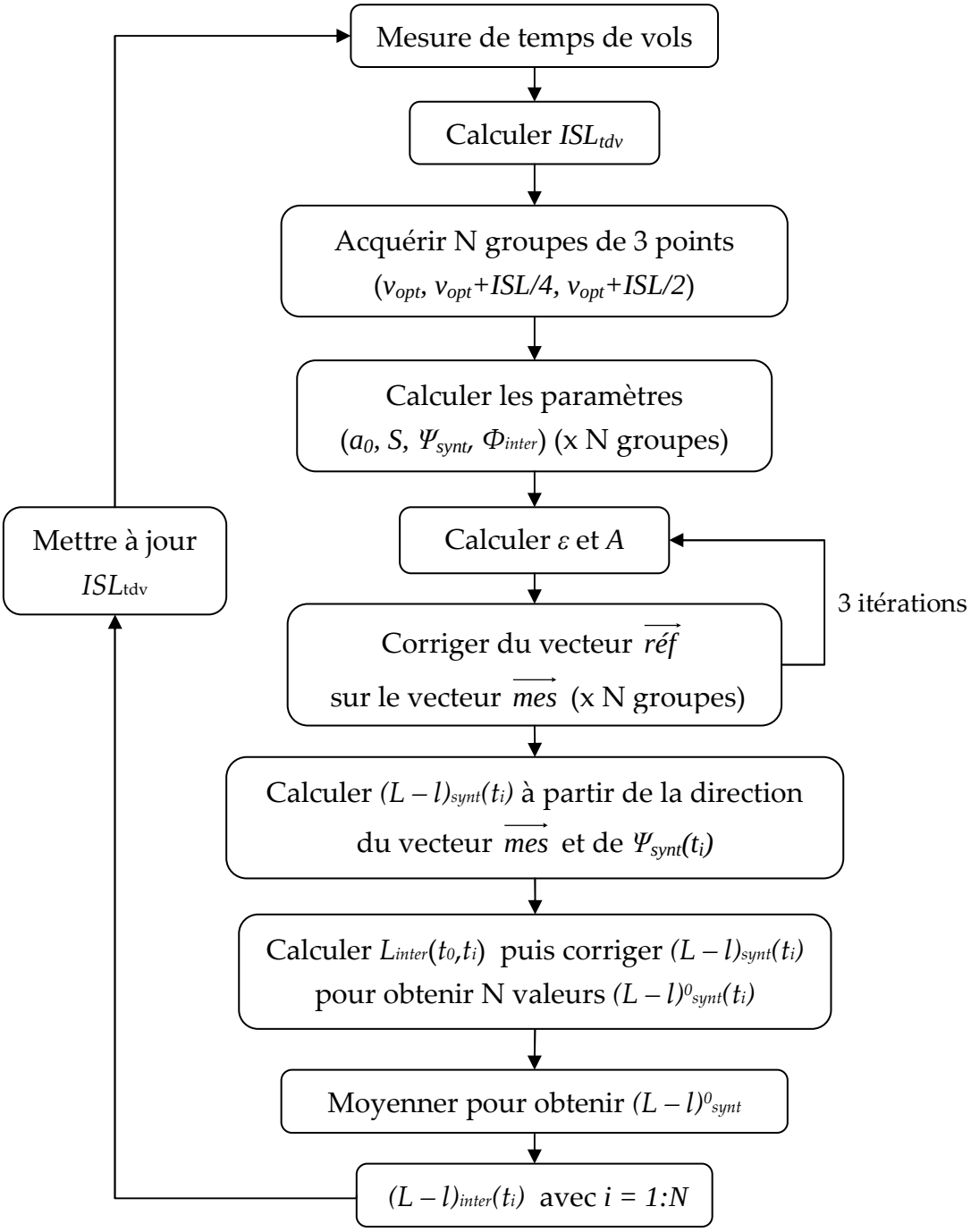


Fig. 3-5. Schéma de la procédure de mesure et de calcul télémétriques d'Iliade

Comparaison du mode 'feston' et du mode 'marguerite'.

Lorsque l'essentiel de la puissance optique parcourt la voie de référence (mode "marguerite", *cf* §3.2) la contribution dominante à $\vec{a}_0$ est le vecteur $\overrightarrow{réf}$, idéalement un vecteur fixe: son orientation ne varie qu'à cause des dérives lentes de la phase dans les deux chaînes

d'acquisition. Une procédure, analogue au cas "feston", peut être envisagée, qui bénéficie en particulier, comme dans le cas " feston", de la soustraction des dérives instrumentales de la phase (c'est-à-dire la soustraction de l_0 entre l'équation (3-13) et l'équation (3-14)). Mais la correction à appliquer à $\vec{a}_0$ pour obtenir $\overrightarrow{réf}$ fait intervenir $(L-l_0)_{tdv}$: elle est donc moins précise et plus longue à calculer.

C'est pour cette raison que nous avons choisi le mode feston, qui présente par ailleurs deux autres avantages sur le mode "marguerite":

- lorsque l'interférence est bloquée une information de distance reste disponible sur le signal de PHD1

- le mode feston est plus pratique pour étudier l'effet des défauts sur le signal d'interférence à deux modes, par exemple, la diaphonie électronique *cf.* §5.2.

Nous avons vu que l'obtention de mesures de haute exactitude repose sur la précision des mesures (de différence de phase et de rapport d'amplitudes) des signaux microondes. Il faut donc chiffrer l'exactitude à atteindre sur les mesures des signaux microondes.

3.4. Conditions pour la réussite des mesures

Le principe de la télémétrie Iliade implique une séquence de changements de la fréquence optique de la source laser. On imagine donc que les performances du télémètre seront fonction de la vitesse de mise à jour de la fréquence laser. On peut imaginer également que le mouvement de la cible constitue une source d'erreur. C'est au paragraphe §3.4 ci-dessous que ces points sont abordés de façon quantitative.

3.4.1. Exactitude de mesure

La conséquence d'une erreur sur la valeur de $\Delta L_{synt}^{t=t_0}$, si elle dépasse $\bar{\lambda}_{opt}/2$, est un décalage de 1 ou plusieurs fois la longueur d'onde optique. L'erreur sur la mesure de la phase synthétique doit donc être inférieure à $\bar{\lambda}_{opt}/2\Lambda \approx 0.5\times10^{-4}$ cycle.

La procédure Iliade utilise la mesure de la direction du vecteur $\overrightarrow{Int}$ et la mesure de la direction du vecteur $\overrightarrow{mes}$ pour déduire la différence de longueur à mesurer *(L – l)*. La direction du vecteur $\overrightarrow{Int}$ nous donne *(L + l – 2l₀)*, la phase synthétique du $\overrightarrow{mes}$ nous donne *(L – l₀)*, Iliade combine les deux valeurs pour déduire $(L-l)_{synt}$:

$$(L-l)_{synt} = 2(L-l_0)_{synt} - (L+l-2l_0)_{synt} \qquad (3\text{-}17).$$

S'il y a une erreur sur la détermination de $(L-l_0)$, l'erreur sur la détermination de $(L-l)$ est deux fois plus grande. Il existe donc un facteur 2 entre l'erreur de la mesure de phase

synthétique du vecteur central et l'erreur sur le résultat $(L-l)_{synt}$. La précision de mesure sur la direction de $\overrightarrow{mes}$ est donc :

$$e_\varphi \leq 2\pi \times \frac{1}{4}\frac{\overline{\lambda}_{opt}}{\Lambda} \qquad (3\text{-}18).$$

qui vaut 2.5×10^{-5} cycle avec $\overline{\lambda}_{opt} \approx 1.55\mu m$ et $\Lambda \approx 15mm$

Un raisonnement voisin conduit à une erreur sur la mesure du rapport d'amplitudes:

$$e_A \leq 2\pi \times \overline{\lambda}_{opt} / 8\Lambda \qquad (3\text{-}19)$$

On note que bien qu'elles soient nettement supérieures à 10^{-4} cycle à long terme (cf. Fig. 5-41) les variations *lentes* de $e_\varphi(t)$ dues aux dérives dans les chaines de mesures microondes n'affectent pas la mesure de distance. En effet le schéma Iliade présenté ci-dessus est répété à chaque cycle élémentaire : il revient à prendre, en 75 µs, "un cliché" des trois points $\vec{a}_i$ et à l'exploiter de façon géométrique (mesure de l'angle $\left[\overrightarrow{mes}, \overrightarrow{Int}\right]$) pour extraire une valeur de $(L-l)_{synth}$ en soustrayant (3-13) et (3-14). Les dérives de phase à des échelles de temps supérieures à 75µs correspondent à *une rotation globale* de ce cliché et n'ont aucune conséquence sur la procédure et sur la détermination de $L-l$. De la même façon les dérives de gain sur des durées de plus de 75 µs sont des homothéties et sont sans conséquences. Ce point, confirmé par les simulations, est important car les dérives à long terme dépassent nettement la valeur de 10^{-4} cycle et, notamment, rendent inapplicable le schéma Iliade initial (rappelé dans la thèse de Clément Courde [Courde 2011], §3.2.1).

Remarque: Suivant que les erreurs (systématiques, statistiques) affectant la mesure de la phase synthétique sont supérieures ou inférieures aux seuils exposés ci-dessus, les erreurs sur ΔL sont très différentes:

i-) supérieures: les erreurs sont de 1 ou plusieurs fois $\overline{\lambda}_{opt}$

ii-) inférieures: les erreurs sont très inférieures à $\overline{\lambda}_{opt}$ (nanométriques)

Cela correspond à deux régimes totalement différents, et les erreurs franches $\pm(K)\overline{\lambda}_{opt}$, cas i), se remarquent très bien. Si un grand nombre de mesures successives sont effectuées et que la plupart du temps deux mesures successives diffèrent de $\pm(K)\overline{\lambda}_{opt}$ il y a

- des erreurs systématiques importantes si les sauts dessinent un motif systématique lorsque la cible est déplacée lentement
- des erreurs statistiques importantes si aucun motif particulier n'est observé.

Si en revanche deux mesures successives sont la plupart du temps à quelques nm l'une de l'autre et que les sauts de $\pm(K)\overline{\lambda}_{opt}$ sont rares, cela indique que les erreurs sont faibles: réduire les erreurs (systématiques, statistiques), affectant la mesure de phase a pour effet

d'améliorer la convergence d'une série de mesures. L'objectif des chapitres 5, 6 sera de parvenir à taux de convergence aussi proche que possible de 100%.

3.4.2. L'effet du mouvement de la cible

La cadence des acquisitions élémentaires est donnée par l'intervalle de temps τ entre l'enregistrement de $\vec{a}_k$ et $\vec{a}_{k+1}$, (k = 1,2). L'erreur qui se produit lors de l'exécution de la procédure télémétrique est fonction du déplacement $V\tau$ de la cible entre deux acquisitions, qui modifie l'ordre d'interférence effectif.

Ces erreurs rejaillissent essentiellement sur le calcul du centre du segment $\vec{a}_0$, et donc sur la détermination de la phase synthétique parce qu'elle fait intervenir la phase du vecteur $\overrightarrow{mes}$. Cette erreur est maximale lorsque le segment est orthoradial. Dans l'annexe A.2, je montre que, pour ne pas engendrer de décalage d'une longueur d'onde sur la mesure de ΔL, la vitesse ne doit pas atteindre la valeur limite

$$V_{\max} = \frac{1}{8\tau}\frac{\bar{\lambda}_{opt}^2}{\Lambda}\frac{|\vec{a}_0|}{S} \qquad (3\text{-}20)$$

La Fig. 3-6 montre cette valeur, dans nos conditions de mesure, en fonction de τ

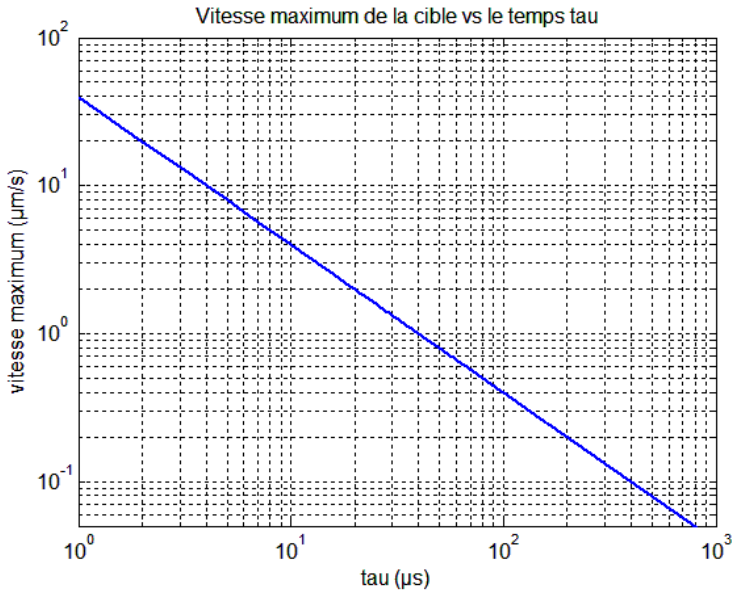


Fig. 3-6. La limite sur la vitesse de la cible, en fonction du temps entre deux acquisitions élémentaires, dans le cas d'un motif à 3 points $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ et d'un segment de longueur $2S \approx |\vec{a}_0|$

Sur le montage actuel, le temps entre deux acquisitions successives est de 15 µs, et la longueur du segment est de l'ordre de la longueur de $\vec{a}_0$. Ceci conduit à une limite de 2.6 µm/s sur la vitesse de la cible. Cette limite est bien sûr très pénalisante, et conduit à rechercher des mises en œuvre de la procédure qui soient moins sensibles à ce défaut. Il en est une, relativement simple à imaginer et à réaliser, sur un motif à 5 points $\vec{a}_1'(\nu_{opt})$, $\vec{a}_1(\nu_{opt})$,

$\vec{a}_2\left(\nu_{opt}+ISL/4\right)$, $\vec{a}_3\left(\nu_{opt}+ISL/2\right)$, $\vec{a}'_3\left(\nu_{opt}+ISL/2\right)$, qui permet de gagner un facteur 100 (vitesse limite 300µm/s, voir l'annexe A.2). Il est probable que des limites encore moins contraignantes peuvent encore être obtenues par des procédures plus sophistiquées.

On note que pour une cible en mouvement rapide, pour laquelle une précision nanométrique n'est pas nécessaire, la mesure directe du signal $\overrightarrow{mes}$ est facilement obtenue en masquant le faisceau de référence et peut être utilisée pour fournir des informations télémétriques de précision intermédiaire. Cette "télémétrie dégradée" (exactitude de l'ordre de quelques dizaines de microns) n'est disponible que dans le mode feston.

Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre consacré au principe de la télémétrie Iliade, le signal d'interférence à deux modes et ses caractéristiques ont été présentés. Avec 3 mesures de ce signal à trois fréquences différentes (ν_{opt}, ν_{opt} + *ISL/4 ;* ν_{opt} + *ISL/2*), de la source nous pouvons extraire séparément la mesure de phase synthétique et la mesure de phase interférométrique. On peut alors combiner ces deux déterminations et la mesure de temps de vol pour parvenir à une détermination de la distance, à haute exactitude et haute résolution. Pour que ce schéma puisse aboutir, un "cycle élémentaire" de 3 mesures ne suffit pas: il faut un nombre N de cycles élémentaires suffisamment grand pour que la précision statistique sur la phase synthétique soit suffisante. Les N cycles élémentaires constituent un "cycle complet" de mesure.

Le fonctionnement séquentiel de la procédure de mesure conduit à une limite sur la vitesse de déplacement de la cible de l'ordre de 300 µm/s pour une mesure élémentaire de 15 µs (ou, pour des vitesses plus élevées, à une mesure de précision dégradée). La procédure suppose que la mesure des signaux de battement est faite avec une exactitude de 0.25×10^{-4} cycle sur la phase et 0.79×10^{-4} sur le rapport d'amplitudes.

C'est la mise en œuvre de ce principe qui va être présentée dans les chapitres à venir.

Chapitre 4. Mise en œuvre du télémètre ILIADE

Ce chapitre vous donne une vue générale sur la mise en œuvre de la partie optique du télémètre Iliade, de la méthode retenue pour décaler rapidement la fréquence optique de la source laser, les chaines de détection du signal de battement. Après la caractérisation des composantes du montage expérimental, je présente des enregistrements grossiers du signal et sa dépendance en fonction des paramètres afin de confirmer les comportements théoriques exposés dans le chapitre précédent. Bien que la mesure de temps de vol ne soit pas encore intégrée au montage, nous devons disposer d'une détermination grossière (à quelques dizaines de microns) de la longueur de la voie de mesure. Cette détermination préalable est présentée au paragraphe §4.3.

4.1. Schéma du montage, caractéristiques des composants

4.1.1. Introduction

Le montage (Fig. 4-1 ci-dessous) réalisé sur une table optique simule (en repliant le faisceau de mesure sur un trajet d'environ 7.5 m) une distance de l'ordre de 3.75 m.

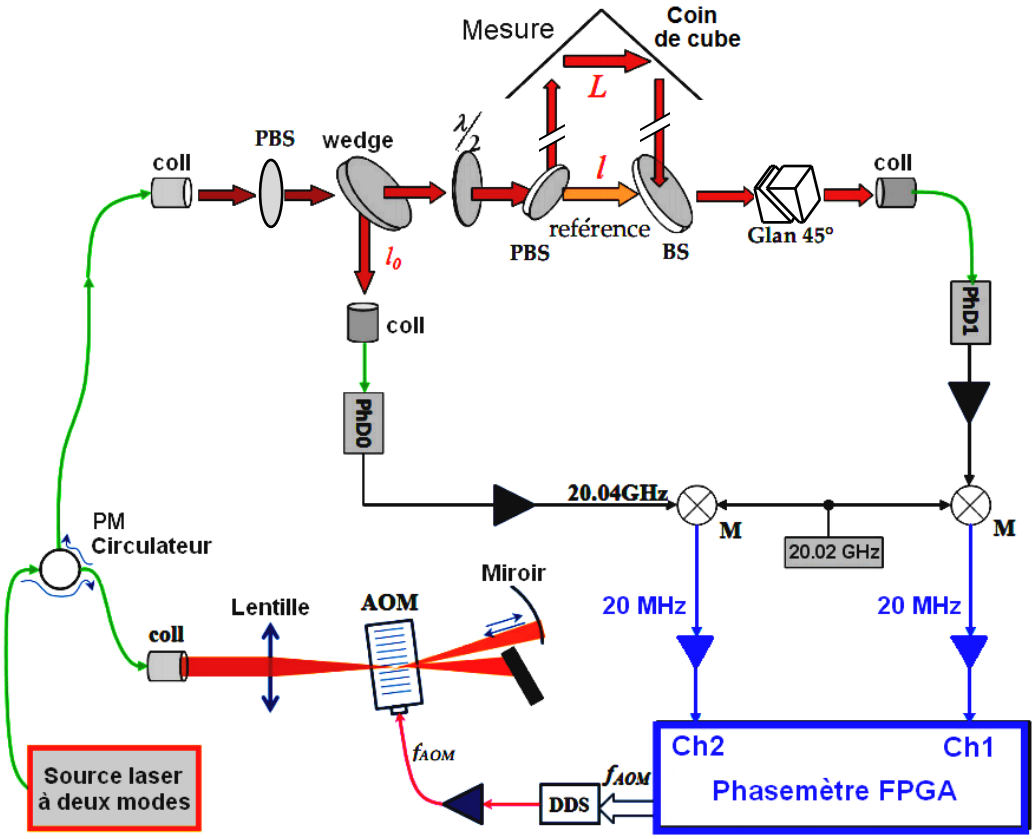


Fig. 4-1. Schéma général du montage

En orange : faisceaux laser ; en vert : fibres optiques ; en noir : signaux HF (20 GHz); en bleu : signaux RF (20 MHz) ; coll. : collimateurs ; wedge : séparatrice prismatique ; Glan : polariseur de Glan à air, AOM: modulateur acousto optique; DDS: Direct Digital Synthesizer; M, mélangeurs 20 GHz; (P)BS : séparateur (polarisant).

De façon générale, les optiques à faces parallèles (cubes séparateurs de polarisation par exemple) ont progressivement été remplacées par des optiques prismatiques; cf, au §5.1, l'étude des effets systématiques et de leur réduction. Le polariseur juste après le collimateur de départ stabilise la polarisation du faisceau laser de départ, car il nous a semblé que la polarisation en sortie de la fibre PM (fibre à maintien de polarisation) n'était pas assez stable. La lame $\lambda/2$ juste avant l'interféromètre nous permet de choisir la valeur de ε^2, c'est-à-dire la répartition des puissances entre les faisceaux de mesure et de référence. En sortie de l'interféromètre les deux faisceaux, de polarisations croisées, sont recombinés par une séparatrice prismatique: l'interférence mesure-référence est obtenue par un polariseur de Glan tourné de 45° (ce polariseur a été démonté puis remonté de façon qu'aucune interférence ne s'y produise). Le contrôle de la fréquence optique du faisceau bi-mode, lors des séquences de mesure, est obtenu par un modulateur acousto-optique (AOM) à 160 MHz utilisé en double passage.

La mesure des amplitudes et de la différence de phase des signaux en sortie des mélangeurs est réalisée par une électronique numérique FPGA, appelé simplement "phasemètre" même si ses fonctions sont multiples. L'étage d'entrée du phasemètre est constitué de deux numériseurs 14 bits fonctionnant à 246 MHz: toutes les 15 µs, pendant 10 µs, a lieu la numérisation simultanée des deux sinusoïdes à 20 MHz (soit 2×2460 numérisations) constituant ce que nous appellerons une "acquisition élémentaire". De ces deux signaux numérisés, le phasemètre extrait par la suite les valeurs des deux amplitudes et de la différence de phase des deux voies (cf. §4.1.5).

Le phasemètre contrôle également la fréquence RF envoyée à l'AOM, dans la bande [135, 185 MHz]. Le changement de cette fréquence est réalisé à la fin de chaque acquisition élémentaire. Les fréquences se succèdent suivant un motif à 5 points [ν_{opt} , ν_{opt} $-ISL/4$, ν_{opt} $+ISL/4$, ν_{opt} $-ISL/2$, $\nu_{opt}+ISL/2$], cf. §4.1.5 et Fig. 4.7 : un "cycle élémentaire" est donc le résultat de cinq "acquisitions élémentaires". Le choix de cette séquence à 5 points (au lieu de trois dans la procédure de base présentée au §3.1.3) permet d'avoir plus de redondance dans les signaux et donc plus de vérifications possibles pour identifier les éventuelles erreurs systématiques.

Chaque acquisition élémentaire génère un triplet (amplitude chaine1, rapport chaine1/chaine2, différence de phase chaine1-chaine2). Après la mesure d'un "cycle complet" de N groupes de 5 points (N "cycles élémentaires"), le FPGA transfère les Nx5 triplets de données à un ordinateur via TCP-IP. L'ordinateur traite les données, et effectue le calcul de ΔL toutes les 50ms environs.

4.1.2. Caractérisation de la source laser

Le verrouillage en phase des deux lasers fibrés Koheras Adjustik à 1.542 µm est présenté en détail dans la thèse de Clément Courde [Courde 2011] et [Fatome 2010].

Nous utiliserons de façon récurrente, notamment pour identifier et caractériser les effets systématiques, le fait que le contrôle thermique du laser maître permet de balayer sur plusieurs dizaines de GHz la fréquence optique de la source bi-mode, en gardant actif le verrouillage en phase.

Notre connaissance sur la fréquence du laser conditionne l'exactitude de mesure (cf annexe A9.IV). Mais il faut aussi considérer l'effet que peut avoir un *bruit* sur la fréquence laser, aux échelles de temps caractéristiques de la procédure télémétrique, et notamment à la variation de la fréquence laser $\Delta\nu$ dans l'intervalle de temps qui sépare l'enregistrement de $\vec{a}_1$ et de $\vec{a}_3$.

Le calcul présenté dans l'annexe A.3 aboutit à la limite

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{opt}} \leq \frac{\lambda_{opt}^2}{2\Delta L \times \Lambda} \frac{|\vec{a}_0|}{S} \qquad (4\text{-}1)$$

L'excursion de fréquence , entre le début et la fin de l'acquisition des 3 points, ne peut excéder 15 Hz si la distance à la cible est de 1000 m (150 Hz pour $d = \Delta L/2 = 100\ m$.). Lors qu'on travaille avec la procédure de 5 points $\vec{a}_1$, $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$, $\vec{a}_3$, on gagne un facteur 100 sur la limite de bruit de fréquence. Cette limite sera d'autant plus contraignante que la durée d'un cycle élémentaire est longue. La fréquence de notre laser maître actuel (laser à fibre) est suffisamment stable (cf annexe A.3), même sans asservissement, pour la mesure de la longueur de 8 m que nous avons choisie pour tester la procédure télémétrique.

A l'aide d'un fréquencemètre, nous avons enregistré, à intervalles de 0.3 s, la fréquence du battement des lasers libres pour caractériser la stabilité de leur fréquence.

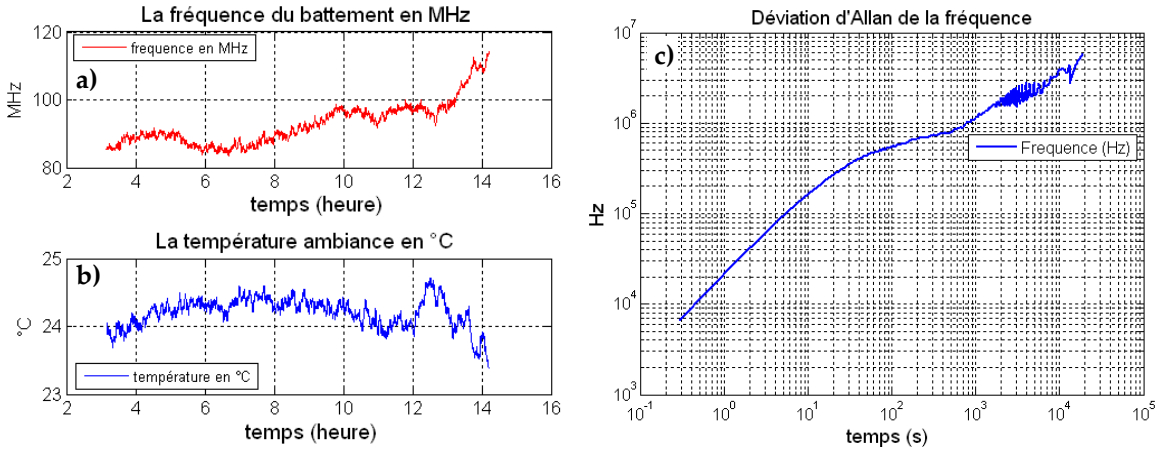


Fig. 4-2. La stabilité de la fréquence du battement, le verrouillage en phase est ouvert; pour assurer leur stabilité, l'enregistrement ne commence que 3 heures après la mise en route des lasers

a) La fréquence enregistrée en fonction du temps ; b) La température ambiante en fonction du temps c) La déviation d'Allan de la fréquence enregistrée dans a).

La stabilité de la fréquence du battement laser est, à court terme, de 6 kHz à 0.3 secondes, 22 kHz à une seconde, et à long terme, 600 kHz à 100 secondes et 1 MHz à 1000 secondes. On

peut supposer, puisque les deux lasers sont similaires et que leur fluctuations ne sont pas corrélées, que la stabilité de la fréquence optique du laser maître est $\sqrt{2}$ fois meilleure. L'annexe A.9 analyse les conséquences de ces dérives sur les résultats de mesure.

Un décalage de 1 MHz entraine une variation de 40 nm sur la mesure de longueur d'un chemin de 8 m. A ce stade de la mise au point du télémètre, et compte tenu des problèmes liés aux déformations électroniques, nous n'avons pas jugé prioritaire de stabiliser le laser maître bien que la cellule d'acétylène soit déjà disponible au laboratoire.

4.1.3. Contrôle de la fréquence optique par le modulateur acousto-optique

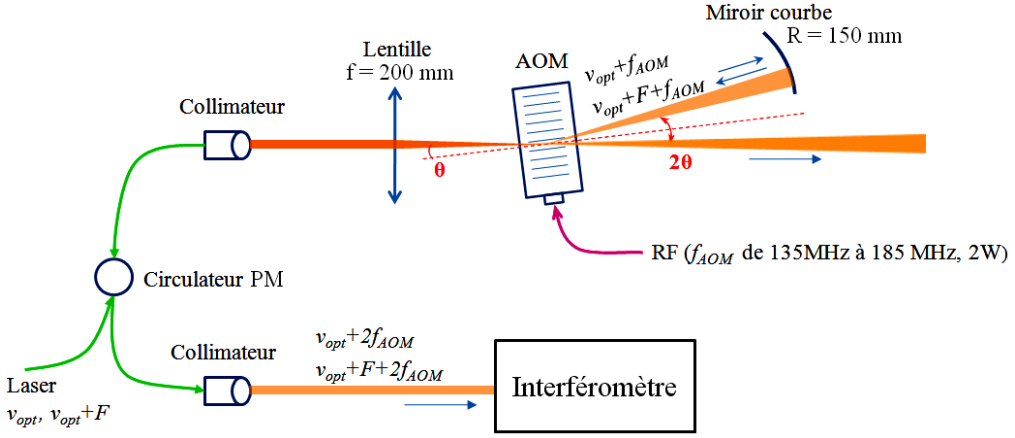


Fig. 4-3. Utilisation de l'AOM (A&A MT160-B50A) en double passage

Le fonctionnement en double passage, au prix d'une efficacité de diffraction relativement faible, permet d'éliminer tout risque d'un couplage entre la direction du faisceau diffracté et sa fréquence. Un circulateur est utilisé pour récupérer le faisceau diffracté qui a été réfléchi, et qui a donc subit le double passage dans l'AOM : fréquence optique $\nu_{opt}+2f_{AOM}, \nu_{opt}+F+2f_{AOM}$.

L'efficacité de double passage doit être aussi grande et aussi plate que possible lorsqu'on change la fréquence du signal RF de façon à éviter les effets des défauts (AM/PM, saturation, cf §5) dans les chaînes de détection notamment sur la chaîne de référence.

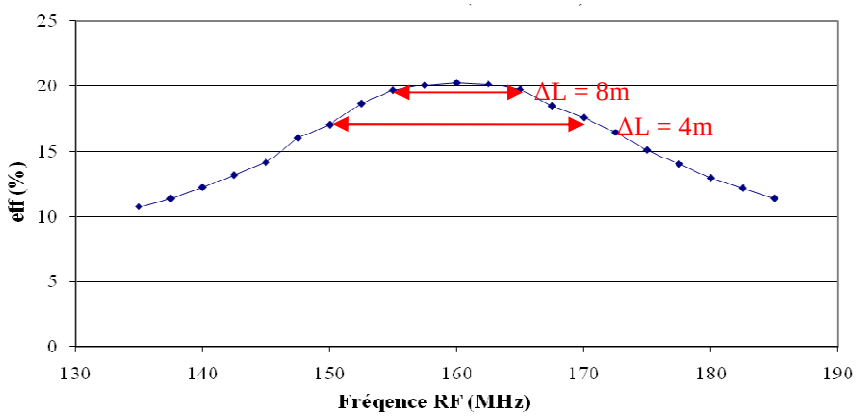


Fig. 4-4. L'efficacité de l'AOM en double passage

Les flèches en rouge montrent la valeur de l'intervalle spectral libre pour une longueur de 8 m et 4 m

Lorsque les distances à mesurer sont grandes, de 100 m à 1000 m, l'ISL est petit (1.5MHz pour d = 100m, et 150kHz pour d = 1000 m) l'efficacité est voisine de 20%, et bien plate. Mais sur le montage où *2d = 8 m*, l'efficacité change de 3% en valeur relative lorsque la fréquence $2f_{AOM}$ change de *ISL*/2, il faut donc compenser le changement de l'efficacité dans ce cas là. C'est le phasemètre FPGA qui, après avoir commandé le changement de la fréquence du signal RF (en appliquant 23 bits de contrôle au générateur DDSPA fourni avec l'AOM), contrôle également le niveau du signal en utilisant une entrée analogique du générateur prévue à cet effet. La plage de fréquences [135-185MHz] accessible avec le modulateur A&A utilisé permet de mesurer les distances supérieures à 1.5 m (pour un motif élémentaire à 5 points), voire 0.75 m (pour un motif élémentaire à 3 points).

4.1.4. La chaîne électronique de mesure

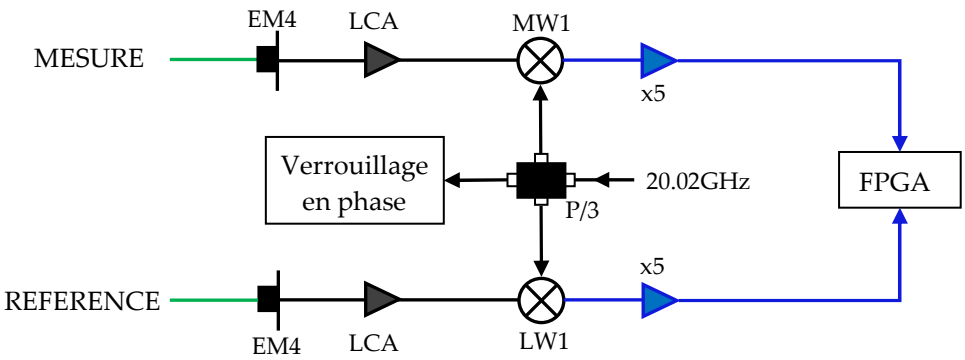


Fig. 4-5. Les chaînes électroniques d'acquisition.
EM4: photodiodes 20 GHz ; LCA: amplificateurs micro-ondes ; MW1, LW1, mélangeurs ; x5: amplificateurs RF SR445A à fréquence intermédiaire ; P/3 : diviseur par 3

Les signaux du battement 20.04 GHz sont détectés par les deux photodiodes fibrées EM4 (modèle EM169, bande passante 20GHz, zone linéaire < 6mW). Nous travaillons à très basse puissance optique (0.2—0.4 mW sur la photodiode de mesure) afin d'éviter les problèmes associés aux fortes puissances. Cette photodiode fera l'objet d'une caractérisation plus détaillée dans la section consacrée à l'étude du couplage AM/PM (§ 5.3). Les deux amplificateurs haute fréquence LCA0618 (LCA pour "low cost amplifiers" chez Miteq) sont utilisés un peu en dehors de leur bande passante (6 à 18 GHz): leurs caractéristiques ne semblent pas changer de façon majeure entre 18 et 20 GHz. Sur la chaîne de référence, nous utilisons un mélangeur Miteq DM0520LW1[6]. Pour la chaine de mesure, dans laquelle la puissance du signal varie par des facteurs importants, nous avons préféré un mélangeur DM0520MW1[7] qui sature à une puissance plus élevée (le point de compression à 1dB passe de 0dBm à 8dBm). Les amplificateurs "x5" (Stanford SR445Am, très pratiques d'utilisation, car comportant quatre étages de gain $\times 5$, qu'on peut utiliser en cascade ou en parallèle) amplifient le signal démodulé à 20MHz pour le porter à un niveau adapté aux numériseurs du phasemètre FPGA.

[6] http://miteq.com/viewmodel.php?model=DM0520LW1
[7] http://miteq.com/viewmodel.php?model=DM0520MW1

4.1.5. Le phasemètre rapide

L'essentiel du travail du FPGA consiste à réaliser les deux enregistrements (signal de la chaine de référence, signal de la chaine de mesure) et en extraire les amplitudes et la différence de phase. Cela correspond au schéma ci-dessous (Fig. 4-6).

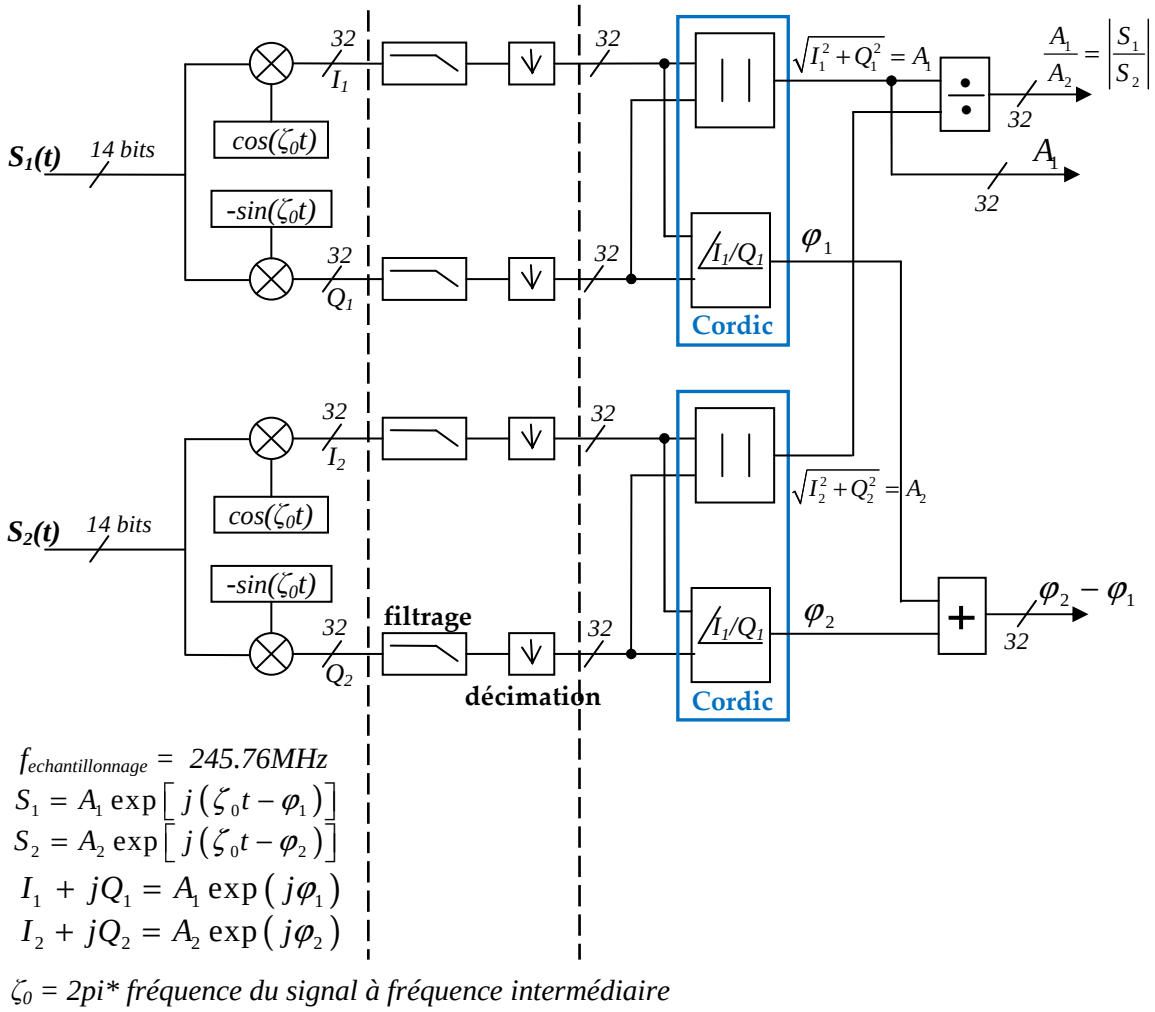


Fig. 4-6. Principe de mesure de phase et d'amplitudes à 20 MHz par le phasemètre FPGA

Le filtrage est un filtre FIR passe-bas à 2500 coefficients qui coupe à partir de 50 kHz

Décimation : réalise une décimation 2500 → 1 pour ne garder qu'une seule valeur à la sortie du filtre.

Le phasemètre rapide est développé par Christophe Alexandre au laboratoire CEDRIC (CNAM Paris). Les deux signaux 20 MHz sont numérisés par une carte, FMC150 – Dual chanel ADC, 14 bits. La fréquence d'échantillonnage est égale à 245.76 MHz. Pour trouver la phase et les amplitudes des deux signaux 20 MHz, le programme utilise l'algorithme CORDIC [Volder 1959]. Le phasemètre est réalisé avec une carte d'évaluation ML605 (comportant un FPGA Virtex 6 de Xilinx). Le FPGA mesure les amplitudes et les phases des deux signaux

des photodiodes PhD0 et PhD1 selon 5 fréquences de l'AOM, suivant un déroulement schématisé ci-dessous, Fig. 4-7.

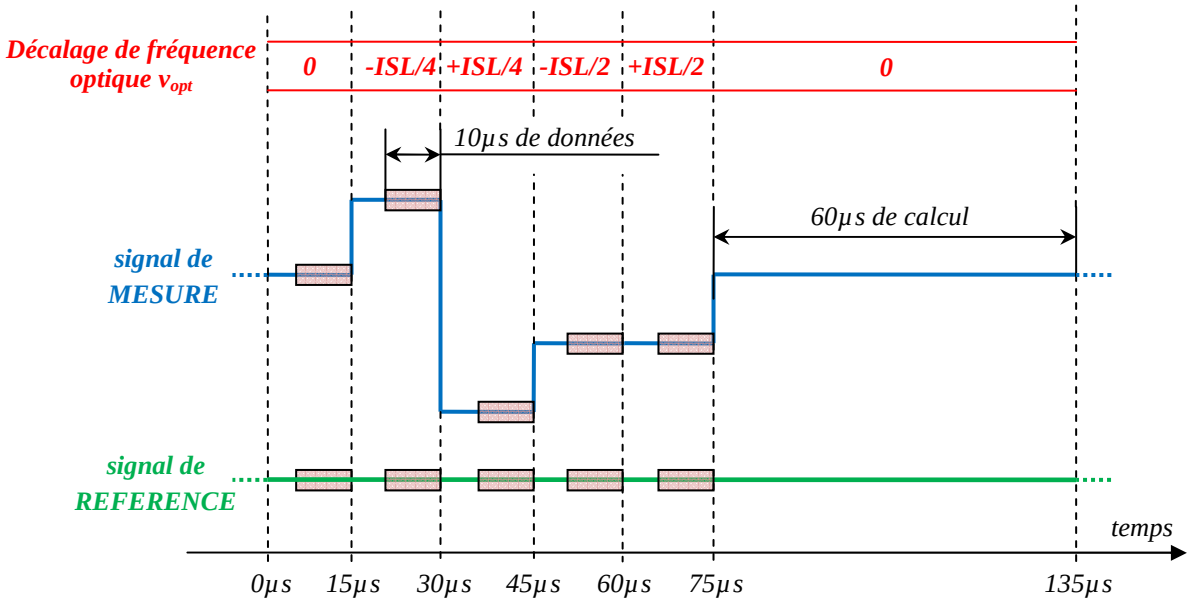


Fig. 4-7. Déroulement d'un "cycle élémentaire" de 5 points,
obtenu en appliquant successivement la fréquence f_{AOM} = 160MHz, 160MHz ±ISL/8, 160MHz ±ISL/4

Un *cycle élémentaire* de 5 points dure 135 µs, dont 75 µs d'acquisition de données suivies par 60 µs de calcul des phases et des amplitudes. Chaque mesure élémentaire prend 15 µs mais le calcul de phase et d'amplitudes ne prend en compte que les 10 dernières microsecondes de données. Les 5 µs qui suivent l'ordre de mise à jour de la fréquence f_{AOM} sont un délai permettant d'assurer la stabilisation de la fréquence optique. Le cas de la première prise de données (vecteur $\vec{a}_1$) est particulier, puisque le délai est de 60µs du fait de la durée du traitement des données précédentes par le phasemètre FPGA.

Un *cycle complet* de mesure se compose de N cycles élémentaires de 5 points, donc une durée totale de Nx135 µs. La précision de la mesure de phase est d'environ 3×10^{-5} sur le rapport d'amplitude et 3×10^{-5} cycle sur la mesure de phase et la résolution est meilleure que 10^{-6} cycle sur une durée de 25 ms : le phasemètre correspond aux besoins du télémètre.

Après l'acquisition de N groupes de 5 points, le transfert des données via la connexion TCP/IP[8] ne prend que 17 ms pour N = 320 (43 ms de données). Notons tout de même que les premières données ont été prises alors que le transfert par Ethernet n'était pas encore mis en place, et que le transfert via la liaison série était alors très lent. C'est notamment le cas de la Fig. 4.8-c dont l'allure de ne se comprend qu'en tenant compte de la très faible vitesse de transfert des données.

[8] Cette interface a été réalisée par Jean-François Olivier, CNAM (CEDRIC/LAETITIA)

4.2. Observation du signal d'interférence à deux modes

La Fig. 4-8 montre le comportement du signal à 20.04 GHz lorsque le coin de cube est déplacé de pratiquement 7.5mm (soit ≈Λ/2) en 50 secondes à l'aide d'une platine de translation manuelle.

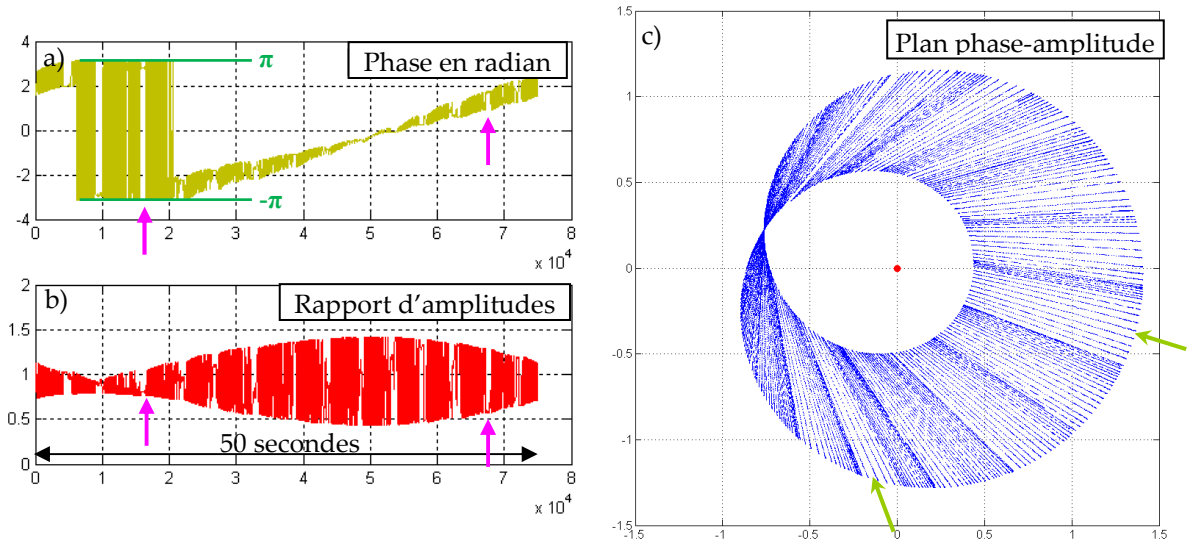


Fig. 4-8. Un enregistrement du signal d'interférence à deux modes,
alors que la cible est déplacée manuellement à l'aide d'une butée, sur presque 7.5mm.
Le motif à 3/5 points (§ 3.3.1) n'est pas actif. Les puissances mesure/référence sont relativement peu déséquilibrées, si bien que la longueur des aiguilles du feston (cf § 3.2) est importante.
a) et b): valeurs de la phase en radian et du rapport d'amplitudes, en fonction du temps.
L'épaisseur de la courbe rouge, par exemple, traduit la forte variation de l'amplitude du signal en fonction de l'ordre d'interférence. Les zones (de durée ≈1s, flèches violettes) où la phase et l'amplitude varient peu correspondent aux instants où la cible est immobile.
c) Mêmes données, portées dans le plan complexe. Les zones vierges (flèches vertes) correspondent au blocage de l'acquisition pendant les transferts de données (ici, chaque transfert dure 168 ms par paquet de 250 mesures élémentaires).

L'allure de la Fig. 4-8(c), et notamment la non-régularité des aiguilles, vient de la non-uniformité du déplacement de la cible (action manuelle sur la butée) et de la lenteur du transfert des données (zones blanches), qui bloque l'acquisition. La liaison série a été remplacée plus tard par une liaison TCP-IP, 60 fois plus rapide. Si l'acquisition avait été permanente, la Fig. 4-8(c) aurait été totalement couverte par les 10000 "aiguilles" du feston.

Telles qu'elles apparaissent sur la Fig. 4-7(c) les "aiguilles" traduisant l'interférence optique semblent parfaitement rectilignes. C'est au §5 que les déformations seront étudiées de manière fine, et exploitées pour l'identification des effets systématiques.

Un autre point important est le comportement du niveau DC du signal $I(t)$ (éq. 3-2). Le niveau DC de l'intensité du faisceau détecté par la photodiode s'écrit :

$$I_{DC}(t) = A\left[1 + 2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\omega(L-l)/c + \delta(L-l)/2c\right) \times \cos\left(\delta\left(L-l\right)/2c\right)\right] \quad (4\text{-}2)$$

L'interférence optique se retrouve dans le facteur cos(…). Mais l'amplitude des franges dépend la longueur à mesurer, L, du fait du facteur $\cos(\delta\Delta L/2c)$. Cette dépendance a d'ailleurs été proposée pour une utilisation télémétrique [Antonietti 2010]. Notamment, si $\Delta L = (k+1/2).\Lambda$ (cela correspond, sur le signal à 20 GHz, au cas du segment orthoradial), le niveau DC perd sa sensibilité à l'interférence optique. Le "segment" interférométrique de notre signal de battement à 20 GHz se comporte de façon très différente: contrairement au signal DC, qui présente une extinction, et qui n'est donc plus utilisable, le segment ne fait que changer de direction, en restant de même longueur, et donc en restant exploitable quelle que soit la valeur de $\Delta L/\Lambda$. Ceci est rendu possible parce que chaque donnée élémentaire (un "point") de notre signal renvoie *deux* valeurs, phase + amplitude, ce qui n'est pas le cas du signal DC.

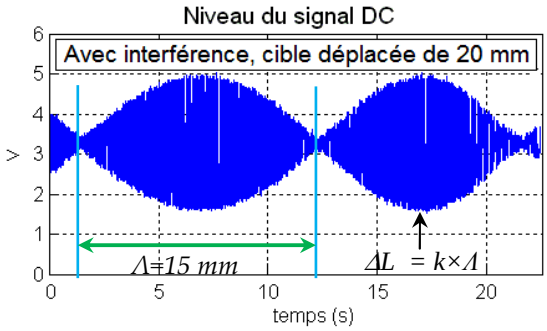


Fig. 4-9. Enregistrement du signal par une photodiode de bande passante 10MHz

La cible est déplacée manuellement

4.3. Contrôle de la longueur de la voie de mesure ; choix de ΔL pour la caractérisation des effets systématiques

La procédure de traitement du signal d'interférence bi-mode nécessite la connaissance préalable de la longueur à mesurer, avec une précision relative de l'ordre de 10^{-5}. En fonctionnement récurrent cette information peut être obtenue par extrapolation des précédentes mesures de haute exactitude, mais bien sûr avant d'exécuter la procédure pour la toute première fois il faut disposer d'une mesure de temps de vols préalable, ou d'une autre information, suffisamment précise.

En attendant que la mesure de temps de vols (développée par l'équipe d'Etienne Samain) soit finalement intégrée sur le montage, nous avons utilisé un dispositif de métrologie (un bras de mesure ROMER, modèle 7315, disponible à l'observatoire) afin de mesurer la longueur de la voie de mesure avec une précision meilleure qu'une longueur d'onde synthétique Λ. Ensuite, en exploitant la mesure de phase du signal 20 GHz sans interférence, on peut déterminer cette longueur avec une précision de quelques µm. La diaphonie entre les deux voies électroniques (cf §5.2) est de quelques 10^{-3}, son effet donne donc une erreur de l'ordre de quelques

10^{-4} cycles, soit quelques longueurs d'onde optique. Cette précision (quelques 10^{-6} en valeur relative) est suffisante pour la détermination de l'ISL.

Nous avons d'abord réalisé un test grossier et préliminaire de l'exactitude de la mesure de phase de signaux optiques, en masquant la voie de référence, et enregistrant la phase de la modulation du faisceau de la voie de mesure alors que la cible était déplacée par pas de 500 µm (tours entiers d'une butée Micro-Contrôle manuelle). Les mesures de phase ont été comparées aux valeurs attendues (Fig. 4-10) en utilisant les valeurs publiées pour l'indice et la dispersion de l'air à 1.55 µm, cf. annexe A.5.

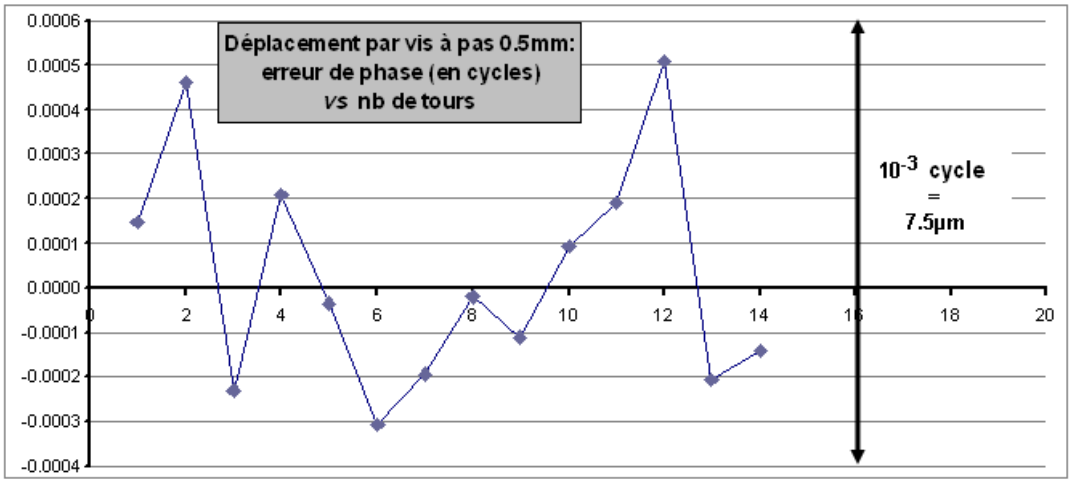


Fig. 4-10. Mesure grossière du déplacement du coin de cube par la mesure de phase microonde. Les erreurs constatées (écart-type 1.9µm) sur les déplacements de 500 µm, comme sur le déplacement total (7.5mm) sont compatibles avec la précision du déplacement par la butée micrométrique. La mesure est faite en 2 minutes, durée pendant laquelle la phase dérive typiquement de 2×10^{-4} cycle (cf Fig. 5-41 de §5.5), soit 3µm.

On voit que la lecture de la phase du signal micro-onde permet de contrôler les déplacements de la cible avec une exactitude de l'ordre de quelques microns. Cette information a été notamment exploitée pour rechercher la position de la cible pour laquelle l'intervalle spectral libre *ISL* de l'interféromètre vaut 40 MHz.

Dans l'air, le signal détecté devient (cf annexe A.5):

$$\vec{a}(t) = A_m\left[\left(1-\varepsilon_m^2\right)e^{i2\pi F n_g (L-l_0)/c} + \varepsilon_m^2 e^{i2\pi F n_g (l-l_0)/c} + 2\varepsilon_m\sqrt{1-\varepsilon_m^2}\cos\left(2\pi\left(n v_{opt} + \frac{n_g F}{2}\right)\frac{(L-l)}{c}\right)e^{i2\pi F n_g (L+l-2l_0)/2c}\right] \quad (4\text{-}3)$$

où n est l'indice de l'air, n_g est l'indice de groupe, c est la vitesse de la lumière dans le vide. Nous cherchons la position de la cible $L = L_{40MHz}$ pour laquelle *ISL* = 40 MHz, c'est-à-dire $c/n(L_{40MHz} - l) = 40MHz$. Puisque le battement est à la fréquence $F = c/\Lambda = 20.04\,\text{GHz}$, on remarque que 20.04 GHz = 501×(40 MHz). Par suite,

$$n(L_{40MHz} - l) = 501\times\Lambda \qquad (4\text{-}4)$$

où Λ est la longueur d'onde synthétique dans le vide. Or cette position est très proche de la position pour laquelle le segment est radial, donnée par $L_{radial} - l = K \times \Lambda / n_g$. Compte tenu de la faible différence $\left(n_g - n\right) \approx 1.4 \times 10^{-6}$ entre les indices, la différence est assez faible pour que la procédure d'extraction de la longueur puisse être réalisée à la position L_{radial}. L'intérêt de cette position est qu'elle est facile à identifier: c'est la position pour laquelle la phase sur la voie de mesure est identique à la phase sur la voie de référence, test facile à réaliser si on masque l'interférence, et si on choisit de mettre la même puissance sur la voie de référence et sur la voie de mesure, pour éviter une erreur due au couplage amplitude/phase (cf §5.3). C'est à cette position L_{radial}, et dans une plage de quelques dizaines de microns autour de cette position que nous avons testé la procédure télémétrique.

Chapitre 5. Caractérisation fine des défauts sur le signal

Dans ce chapitre les différents défauts affectant la mesure de distance sont étudiés, et caractérisés de façon à identifier leur présence sur les signaux, et à les réduire à un niveau qui ne perturbe pas la mesure. Je traite séparément

- les parasites de nature optique, notamment due à des réflexions multiples
    - de façon analytique
    - et par des enregistrements des signaux
- et les parasites de nature électronique
    - diaphonies entre les deux voies de mesure
    - couplage amplitude/phase.

Le couplage amplitude/phase retardé (lié à la dynamique de la température de la jonction de la photodiode PhD1) est particulièrement difficile à prendre en charge dans l'exploitation des signaux.

Enfin je traite des dérives lentes et du bruit statistique dans les chaines de mesure.

Au § 3.2, j'ai indiqué que lorsqu'on balaye la fréquence optique de la source laser à deux modes, la courbe parcourue par le signal de la photodiode PhD1 (lorsqu'on le représente dans le plan complexe) est, dans le cas idéal, un segment. Les défauts du montage (optiques, électroniques) modifient cette courbe: elle acquiert alors une légère courbure, ou encore une ellipticité, une forme en S, etc… Ces déformations sont utilisées de façon systématique pour détecter et quantifier les parasites affectant le signal d'interférence à deux modes. Dans ce document je continuerai malgré tout d'appeler cette courbe "le segment", même si ce nom est impropre puisque ces déformations sont parfois assez grandes pour être observables sans traitement particulier Le travail de ce chapitre a donc consisté essentiellement à étudier et à quantifier "la courbure du segment" ou encore "l'ellipticité du segment".

5.1. Effet des parasites optiques

Les parasites de nature optique sont essentiellement de deux types:

- interférence avec des faisceaux parasites cohérents (associés par exemple à des réflexions parasites). On peut parler de "diaphonie optique" (par analogie aux diaphonies microondes qui seront étudiées au §5.2). On comprend bien que des faisceaux parasites soient susceptibles de déformer le signal à des niveaux problématiques; le problème est d'ailleurs rencontré par d'autres [Lay 2003]

- signal associé à un spectre qui diffère du spectre idéal (à deux modes) qui conduit aux expressions (3-2), (3-3).

5.1.1. Expression analytique pour le signal en présence d'un faisceau parasite

Cas idéal: Il n'y a que deux faisceaux, de puissances ε^2 et $1-\varepsilon^2$, qui parcourent les voies de référence et de mesure de longueurs l et L, respectivement, correspondant à la Fig. 3-1 et à l'expression (3-3) du signal d'interférence à deux modes.

Cas particulier: La présence d'un faisceau parasite parcourant un trajet de longueur identique à l (ou L) et de puissance ε_p^2 ne change pas l'expression du signal, à condition de remplacer les puissances par $(\varepsilon+\varepsilon_p)^2$ et $1-\varepsilon^2$ (ou par ε^2 et $(\sqrt{1-\varepsilon^2}+\varepsilon_p)^2$) et de prendre en compte la modification de la phase de l'interférence optique.

Cas général: On trouvera dans l'annexe A.6 l'expression générale pour l'interférence de M faisceaux bi-modes. Ici je détaille le cas d'un faisceau parasite, de puissance ε_p^2, suivant un trajet de longueur $l_p \neq L$, l, qui conduit à une expression du signal avec 6 termes dont 3 termes d'interférence.

Dans le plan complexe, ce n'est plus un segment seul (cas idéal), qu'il faut considérer, mais la combinaison de trois segments :

$$\begin{aligned}\vec{a}(t) = &\left(1-\varepsilon^2\right)e^{i\delta L/c} + \varepsilon^2 e^{i\delta l/c} + \varepsilon_p^2 e^{i\delta l_p/c} \\ &+ 2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\omega(L-l)/c+\delta(L-l)/2c\right)e^{i\delta(L+l)/2c} && (\text{n° } 1) \\ &+ 2\varepsilon_p\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\omega(L-l_p)/c+\delta(L-l_p)/2c\right)e^{i\delta(L+l_p)/2c} && (\text{n° } 2) \\ &+ 2\varepsilon\varepsilon_p\cos\left(\omega(l-l_p)/c+\delta(l-l_p)/2c\right)e^{i\delta(l+l_p)/2c} && (\text{n° } 3)\end{aligned} \tag{5-1}$$

Le terme d'interférence n° 1 correspond au segment principal, avec les comportements (en fonction de ν_{opt} et L) présentés au §3.2. Les deux termes d'interférence n° 2 et n° 3 vont, de façon générale, modifier ce comportement, et la plupart du temps déformer le segment, car

- l'intervalle spectral libre du segment n° 2 et/ou du segment n° 3 est différent de celui du segment principal: il faudra donc composer des déplacements qui ne sont pas synchrones lorsque la fréquence optique de la source laser est balayée
- la direction des segments n° 2 et 3 n'est généralement pas la même que celle du segment n° 1,

et le segment idéalement rectiligne présentera, suivant les valeurs de L, l et l_p, des déformations qui pourront être une courbure, une ellipticité, une forme de S, de 8, etc.… De façon générale ces déformations, analogues aux courbes de Lissajoux, renseignent sur la longueur l_p du trajet du faisceau parasite. Cette variété de formes a été observée sur les versions initiales du montage où certaines optiques parallèles (cubes séparateurs par exemple) étaient des sources évidentes de réflexions parasites: notre but était à ce moment-là d'observer les caractéristiques majeures du segment, mais pas encore de réduire les effets systématiques.

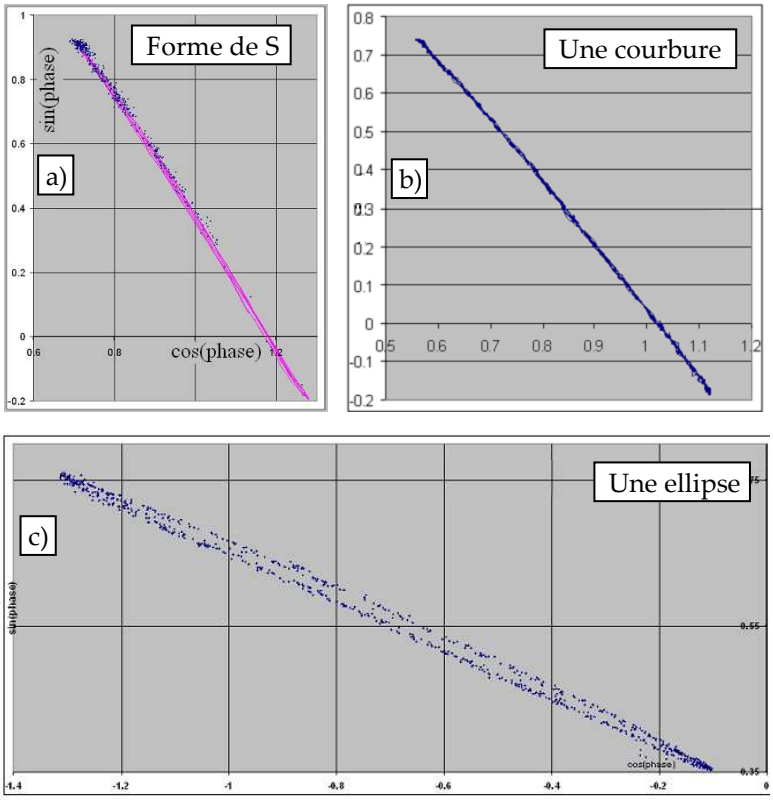


Fig. 5-1. Différentes formes du segment observées avec les versions initiales du montage
La longueur d'onde du laser maître est balayée par la commande thermique.
Le motif à 3/5 points n'est pas actif

Plusieurs remarques avant de présenter quelques cas particuliers:

i- Différents types de déformations apparaîtront dans les simulations ci-dessous, pour des valeurs spécifiques de la longueur du trajet suivi par le faisceau, qui correspondent à des cas vraisemblables de faisceaux parasites, par exemple:

- $l_p \approx l$: une réflexion multiple parcourt un chemin proche de la voie de référence
- $l_p \approx L$: chemin proche de la voie de mesure
- $l_p \approx 3L$: une double réflexion se forme aux deux extrémités de la voie de mesure, etc….

ii- Il est utile de noter que, puisque le télémètre fonctionne généralement avec une valeur d'$\varepsilon \approx 0.25$, le rapport des longueurs des deux segments parasites est de l'ordre de 4 :

$$\text{n°2/n°3} = 2\varepsilon_p\sqrt{1-\varepsilon^2}\Big/2\varepsilon\varepsilon_p \simeq 4 \qquad (5\text{-}2).$$

iii- Dans les simulations j'utiliserai l'expression (5.1) ci-dessus avec $\varepsilon = 0.25$, $l = 0.045m$, $L - l \sim 7.5m$, et $\varepsilon_p = 0.0005$, ce qui correspond à une fraction de 2.5×10^{-7} pour la puissance du faisceau parasite.

iv- Comme les déformations sont généralement petites, j'utiliserai de façon systématique la représentation "zoomée", c'est-à-dire que la coordonnée transverse au

segment est amplifiée (Fig. 5.2 ci-dessous) de façon que la déformation soit visuellement appréciable.

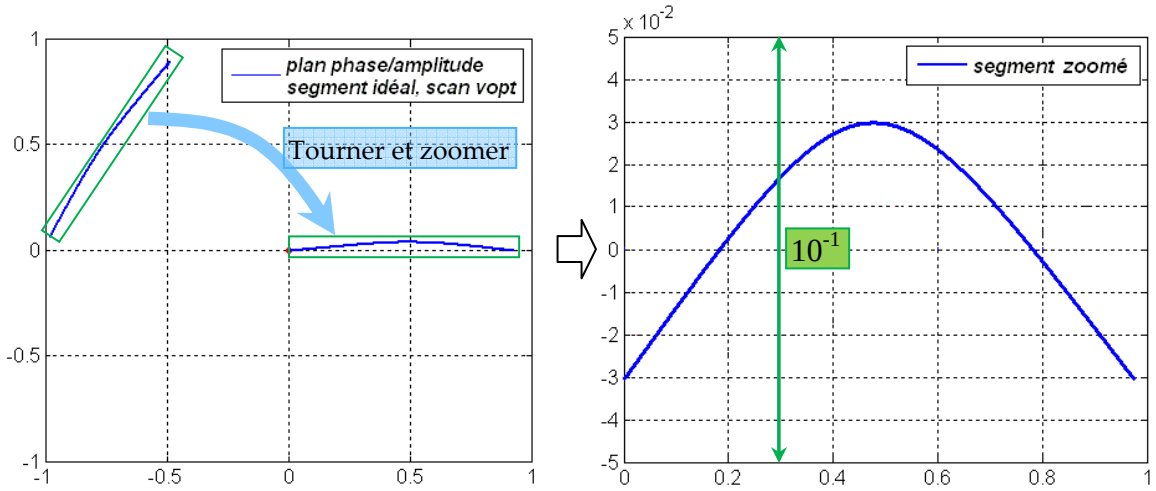


Fig. 5-2. La représentation « zoomée » du segment dans le plan complexe

Dans la représentation zoomée l'abscisse est décalée de telle sorte que "0" correspond au minimum de la puissance reçue par la photodiode

v- Pour mettre en évidence la déformation du segment nous utilisons le contrôle thermique du laser maître, pour balayer sa fréquence de façon continue sur 100 à 200 MHz (le segment est donc parcouru plusieurs fois) en une ou deux dizaines de secondes.

5.1.1.1. l_p voisin de L : $|l_p - L| << L$

Pendant le balayage sur 200 MHz: le vecteur parcourt alors plusieurs fois le segment n°1 (expression 5-1), mais le terme n°2 ne varie que très peu: son effet est essentiellement un décalage global du signal. Par contre, puisque $l_p - l \sim L - l$, l'intervalle spectral libre des segments n°1 et n°3 est pratiquement le même. La perturbation apportée par le terme n°3 sera de changer l'orientation et la longueur du segment et/ou (si la différence entre $\delta(L-l)/2c$ et $\delta(L-l_p)/2c$ est significative) de le rendre elliptique.

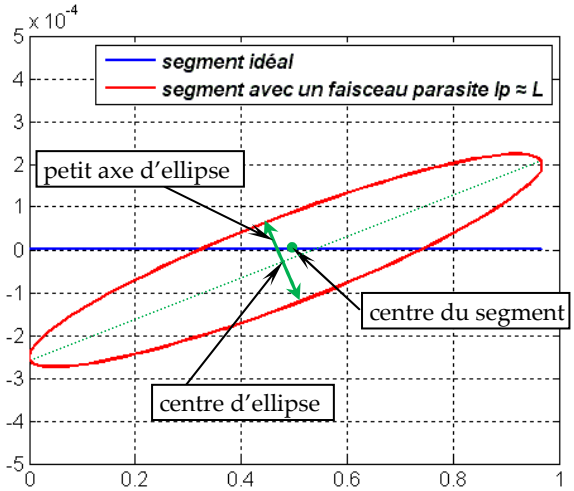


Fig. 5-3. Le segment idéal et sa modification du fait d'un faisceau parasite, $l_p \sim L$

Ici, on voit les trois effets sur le segment : l'effet de tilt et l'ellipticité viennent du terme n°3, l'effet de translation (décalage entre le centre du segment idéal et le centre d'ellipse) vient du terme n°2 qui varie très peu. L'effet sur la direction du segment, par exemple, est de 5×10^{-4} radian, alors que le faisceau parasite représente 2.5×10^{-7} de la puissance totale. Ces trois types de déformation du segment donnent des erreurs sur le résultat télémétrique final (annexe A.7).

Le petit axe de l'ellipse atteint sa valeur maximale lorsque le segment parasite (terme n°3) est perpendiculaire au segment idéal (terme n°1) et que l'ordre d'interférence du segment parasite est décalé de $\pi/2$ par rapport à l'ordre d'interférence du segment idéal.

C'est également le type de déformations attendues lorsque $l_p \approx l << L$.

Afin d'estimer le petit axe de l'ellipse sur le segment, nous avons utilisé le calcul ci-dessous qui utilise les 4 points de mesure $\vec{a}_1(v_{opt}),\ \vec{a}_2(v_{opt} - ISL/4),\ \vec{a}_3(v_{opt} + ISL/4),\ \vec{a}_4(v_{opt} - ISL/2)$:

$$e = \frac{\left|(\vec{a}_1 - \vec{a}_4) \wedge (\vec{a}_2 - \vec{a}_3)\right|}{2S} \qquad (5\text{-}3)$$

où $2S$ est la longueur du segment ou le grand axe d'ellipse, $\wedge$ est le produit vectoriel.

Dans l'annexe A.8, je présente les comportements de cette grandeur d'ellipse lorsqu'on change les paramètres de l'expérience.

5.1.1.2. l_p voisin de $2L$: $|l_p - 2L| << L$

On observe un comportement plus compliqué suivant la valeur de l_p, comportement que nous avons parfois observé.

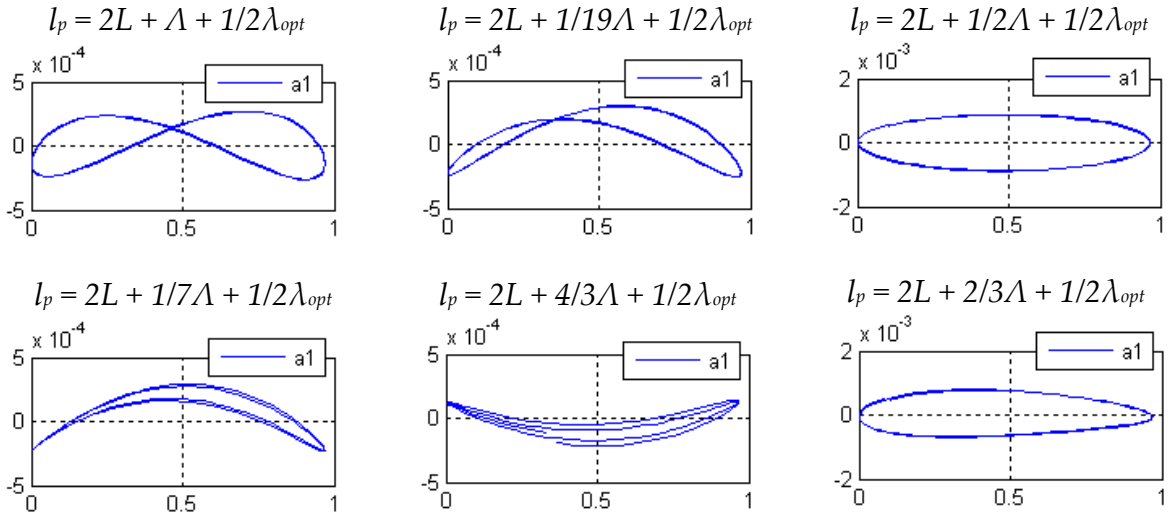


Fig. 5-4. Le segment zoomé avec un faisceau parasite, $l_p \sim 2L$

Le faisceau parasite représente 2.5×10^{-7} de la puissance totale

5.1.2. Parasites de double réflexion dans l'interféromètre

L'interféromètre d'Iliade (Fig. 4-1) a d'abord été obtenu avec deux optiques parallèles (un PBS et un BS) de forte épaisseur (8mm et 6.4mm, respectivement) : nous pensions que le décalage transverse des faisceaux de double réflexion serait suffisant pour éliminer les interférences.

Le taux d'extinction, T_S, R_P, du PBS est d'environ 0.4%, les traitements anti-reflet du BS et du PBS sont 0.8% et 0.5%, respectivement. Les réflexions multiples dans l'interféromètre sont représentées sur la Fig. 5-5 ci-dessous.

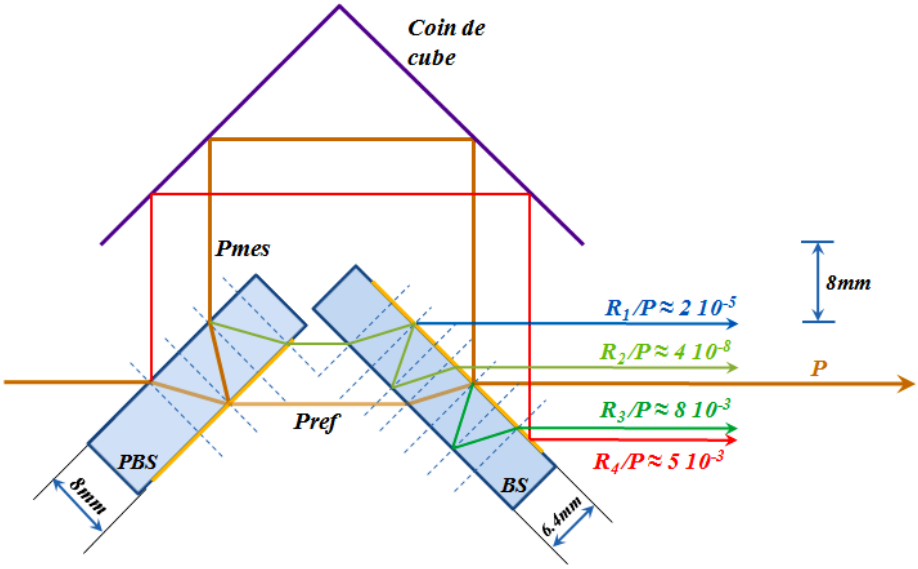


Fig. 5-5. Les parasites dans l'interféromètre avec des optiques parallèles

Les distances entre les faisceaux parasites et le faisceau principal sont de 6 mm, 1.2 mm, 4.8 mm et 6 mm pour R1, R2, R3, R4, respectivement

Mais le segment présente une ellipse de petit axe 2×10^{-3}. Il est difficile de dire si cette ellipticité est due au faisceau le plus proche (R2), ou, du fait d'une qualité de faisceau imparfaite à un faisceau plus éloigné (R3 par exemple, qui représente presque 1% de la puissance).

Par ailleurs l'enregistrement de la puissance du faisceau de mesure seul (en bloquant le faisceau de référence, et donc l'interférence), montre une modulation de l'ordre de quelques 10^{-3} lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître (Fig. 5-6).

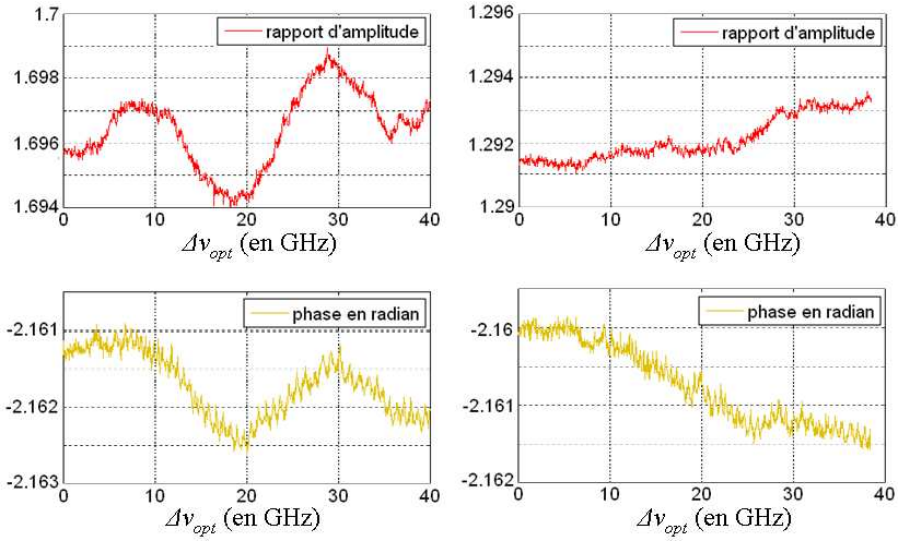


Fig. 5-6. La phase et le rapport d'amplitude lorsqu'on balaye la fréquence du laser maître, voie de référence masquée (on n'attend alors aucune interférence). Colonne de gauche: Sans diaphragmer. Colonne de droite: En diaphragmant de -30% afin de rejeter les faisceaux parasites

Voie de référence masquée, on n'a que les parasites de type R3 et R4 sur la Fig. 5-5. Les différences de la longueur trajet optique du faisceau R4 et R3 et le faisceau de principal de la voie de mesure sont de 27 mm et de 17 mm, respectivement.

Cette modulation montre que le faisceau de mesure est affecté d'une interférence d'intervalle spectral libre ≈20 GHz qui indique une différence de longueurs de 15 mm. Cela correspond au parasite R3 qui a la puissance le plus grande. Le fait de diaphragmer le faisceau réduit l'amplitude de la modulation, ce qui confirme l'hypothèse d'un faisceau parasite proche du faisceau de mesure. Il faudrait un gain par un facteur 6 sur la puissance relative pour réduire cette déformation à une valeur acceptable. Il n'est pas réaliste d'espérer une telle amélioration des traitements AR des surfaces, à incidence 45°, pour les deux polarisations. Nous avons donc dû utiliser par la suite des optiques prismatiques (cf §5.1.5).

5.1.3. Prise en compte de la diaphonie de polarisation dans l'interféromètre

Compte tenu de la sensibilité du signal aux interférences avec des faisceaux de très faible puissance relative, il convient de considérer l'effet d'un taux de polarisation fini, notamment du fait du défaut d'extinction du séparateur de polarisation de l'interféromètre. Ce type de défaut donne des déformations sur le segment comme le cas $l_p \approx L$ ou l dans §5.1.1.1 (ellipse, tilt, translation). Le traitement quantitatif est détaillé dans l'annexe A.8. Il utilise les expressions, valables dans le cas général, établies dans l'annexe A.6, et montre que le taux d'extinction (0.4 %) du séparateur de polarisation à 45° n'est pas suffisant. La puissance transmise en polarisation S sur la voie de référence est source d'un parasite assez important pour perturber la procédure. Nous avons ajouté donc des surfaces polarisantes dans la voie de référence de l'interféromètre afin de réduire cette diaphonie. Par rapport au schéma de la Fig. 5-5, le schéma final diffère par les points suivants

- sur la séparatrice de recombinaison, le traitement anti-reflet a été remplacé par un traitement polarisant

- un séparateur polarisant supplémentaire est inséré dans le bras de référence

Dans l'annexe A.8, le calcul du petit axe de la déformation elliptique du segment fera apparaître que le petit axe change, en grandeur et en signe, avec l'ordre d'interférence du faisceau parasite. Cela signifie que le signe de la déformation elliptique du segment est fonction de la polarisation à l'entrée de l'interféromètre. Ce point est utilisé pour expliquer le comportement observé au §5.1.6.

5.1.4. Parasites associés à la présence de bandes latérales sur le spectre de la source bi-mode

C'est fortuitement que nous avons constaté ce problème: souhaitant disposer de plus de puissance, nous avons amplifié le faisceau bi-mode dans un amplificateur semi-conducteur BOA (pour "booster optical amplifier") disponible sur catalogue chez Thorlabs. L'insertion de cet amplificateur, très pratique de nombreux points de vue, a malheureusement eu pour conséquence l'apparition d'une ellipticité considérable (plusieurs 10^{-2}) sur les segments du signal d'interférence bi-mode.

Or il est connu [Lévêque 2010] qu'en présence d'un battement l'auto-modulation de phase dans les amplificateurs semi-conducteurs génère un niveau important de bandes latérales. C'est ce qu'on peut voir (au niveau de ≈ 20 dB) sur le spectre optique de la Fig.5-7 ci-dessous.

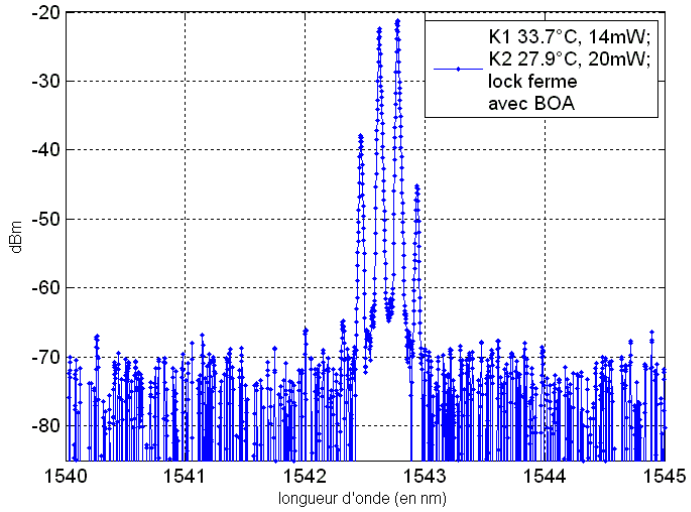


Fig. 5-7. Spectre optique du battement en sortie de l'amplificateur semi-conducteur BOA

La Fig. 5-8 ci-dessous montre le segment enregistré dans ces conditions, en balayant la longueur d'onde de la source laser. Le montage n'utilise que des optiques prismatiques: un faisceau parasite de type « double réflexion » ne peut donc pas donner une ellipse aussi importante (le petit axe est de l'ordre de 5×10^{-2}). Nous attribuons donc cette déformation elliptique à la présence des bandes latérales sur le spectre du battement. Ce parasite ne peut être atténué par un diaphragme. En revanche nous avons constaté qu'en utilisant un amplificateur fibré (IPG, modèle 1-K-C-LP, prêté par le laboratoire ICB), les bandes latérales n'étaient pas détectables sur notre analyseur de spectre optique (< 60dB), et que cette déformation elliptique était absente.

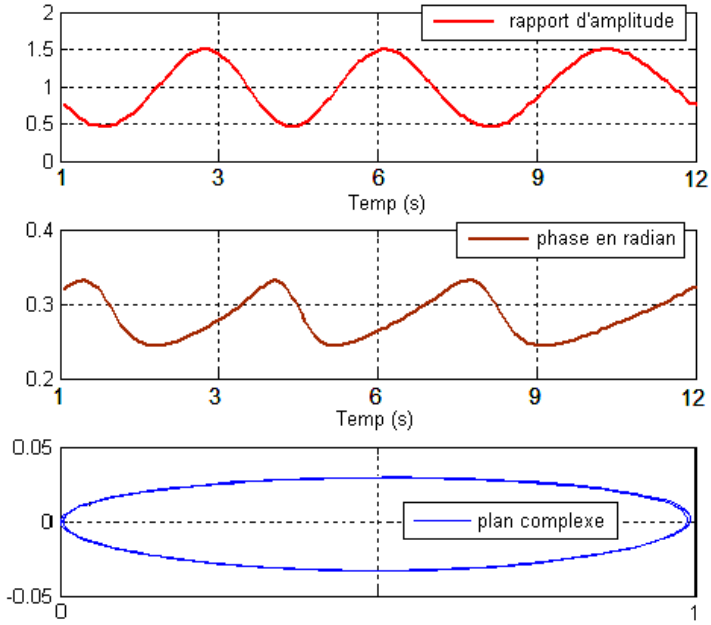


Fig. 5-8. Déformation elliptique du segment associé à la présence (Fig. 5-7) de bandes latérales dans le spectre de la source bi-mode.

La fréquence optique de la source laser est balayée de 120 MHz en 12 secondes

En bas: représentation "zoomée" du segment.

5.1.5. Montage n'utilisant que des optiques prismatiques

Pour les optiques de l'interféromètre (séparatrice polarisante et séparatrice 50/50) nous avons fait réaliser des optiques spécifiques[9] sur des substrats prismatiques d'angle 1°, cf Fig. 5.9, avec, pour une incidence de 45°, les spécifications suivantes:

* séparatrice polarisante

- 1ère face traitée anti-reflet (< 0.8%, polarisations S et P)
- 2ème face polarisante (R_S > 99.5%, T_P > 99%)

* Séparatrice de recombinaison

- 1ère face polarisante (même traitement que 2ème face ci-dessus), cf § 5.1.3
- 2ème face séparatrice ($R_{S\&P}$ = 50±5 %).

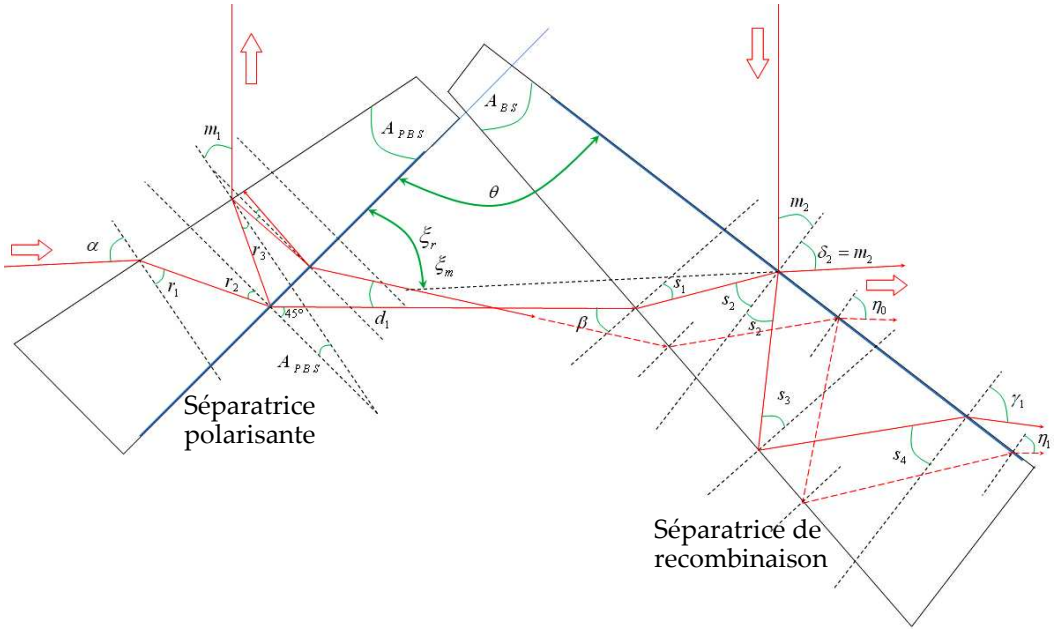


Fig. 5-9. Le trajet des faisceaux dans l'interféromètre utilisant des optiques prismatiques

Dans l'annexe A.4, je montre que les angles $\eta_0 - m_2$, $\gamma_1 - m_2$, $\eta_1 - m_2$, sont suffisants pour que le couplage entre le faisceau principal et les faisceaux parasites soit très petit, même pour un angle de 0.1°, dans l'hypothèse où les faisceaux sont gaussiens. Les faisceaux issus de nos collimateurs ne sont sans doute pas purement gaussiens; mais le choix d'un angle de 1° laisse la marge nécessaire pour tenir compte des ailes non gaussiennes des faisceaux.

[9] OPTIDA Co Ltd, Gostauto Str. 12, LT - 01108 VILNIUS, Lituanie
http://www.optida.lt/wp-content/uploads/2012/11/Optida_stock-list-2012.11.29_12.pdf

5.1.6. Les segments expérimentaux avec des optiques prismatiques

Dans un premier temps nous avons réglé le montage dans une configuration très sensible aux défauts de polarisation: nous avons enlevé la lame demi-onde qui permet de choisir la valeur de ε, et donc la longueur du segment (Fig. 5.10). Idéalement, aucune interférence ne se produit,

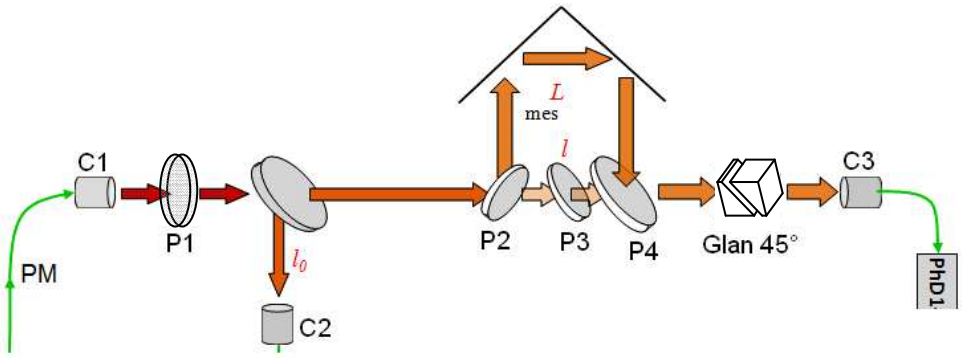


Fig. 5-10. Montage utilisant les optiques prismatiques

Par rapport au montage présenté au §4.1, la lame demi-onde est enlevée. C1, C2, C3 sont des collimateurs ; P1, P2, P3, P4 sont des surfaces polarisantes qui transmettent la polarisation perpendiculaire (P1) ou parallèle (P2, P3, P4) au plan de la figure. Glan 45°: polariseur de Glan à air (désassemblé pour éviter tout risque d'interférences) orienté à 45°.

puisque la polarisation incidente (S) est perpendiculaire au plan de l'interféromètre et la puissance sur la voie de référence est nulle : le "segment" obtenu en balayant la fréquence optique de la source devrait donc être réduit à un point. Mais du fait des imperfections (des polariseurs d'une part, et de la préparation de la polarisation d'autre part) on peut s'attendre à ce que ça ne soit pas rigoureusement le cas. Effectivement, les signaux montrent (Fig. 5-11(a)) un segment

- dont la longueur est de l'ordre de 10% du vecteur $\overrightarrow{mes}$: elle est donc tout à fait appréciable, mais néanmoins suffisamment petite pour que les effets (diaphonie, couplage AM/PM) mentionnés aux §5.2 et §5.3 soient négligeables dans la discussion qui va suivre

- qui est nettement elliptique: le petit axe est de l'ordre de 5×10^{-4} (ellipticité de presque 10^{-2}). L'ellipse montrée sur la figure 5.11-a est celle de $\vec{a}_1$, mais les cinq données sont affectées de la même ellipse.

- qui est très variable en fonction du temps (Fig. 5-11(b)), en ellipticité[10] comme en longueur. Les deux variations sont d'ailleurs reliées: elles ont clairement la même origine. Ces instabilités se produisent à l'échelle de la dizaine de minutes, voire plus rapidement si on chauffe la fibre PM conduisant le faisceau au collimateur C1 (Fig. 5.10). Ce point suggère que ces variations sont reliées à la polarisation du faisceau pénétrant dans l'interféromètre.

[10] Comme indiqué en annexe A.10, le principe de fonctionnement des fibres PM fait qu'un mauvais alignement des axes de la fibre, par exemple, peut rendre la polarisation très sensible à la température ambiante.

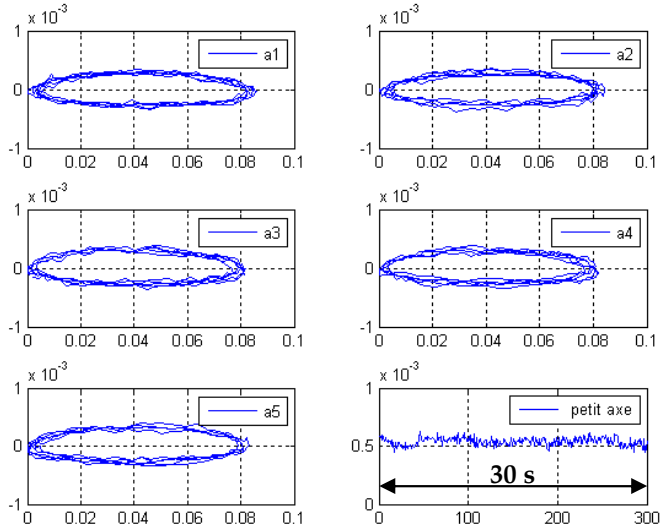


Fig. 5-11. Réglage initial des polarisations : observation d'un segment et de son ellipticité
(représentation zoomée)
La fréquence du laser est balayée d'environ 200 MHz en 30 secondes

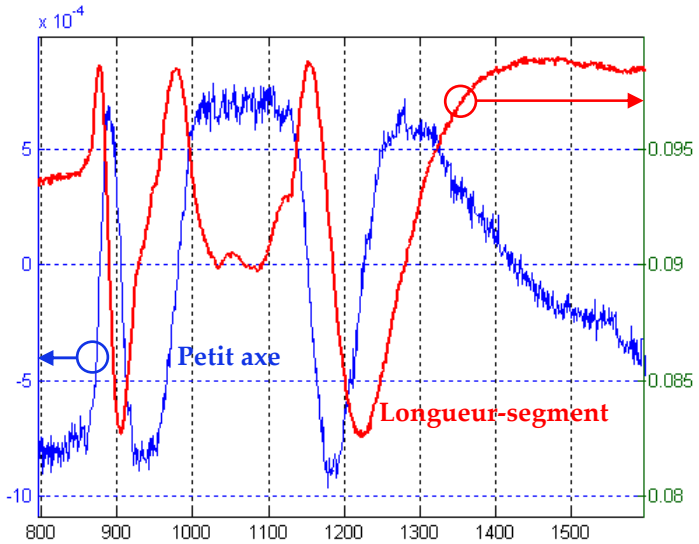


Fig. 5-12. Comportement de l'ellipticité lorsqu'on chauffe la fibre PM qui mène au collimateur C1 de la Fig. 5-10

Pour interpréter ces observations il faut considérer que, outre le faisceau principal, en polarisation S, qui emprunte la voie de mesure, il y a

- un faisceau sur la voie de référence, en polarisation P, parce que la polarisation à l'entrée de l'interféromètre n'est pas exactement en polarisation S. Ce faisceau et sa phase par rapport à la voie de mesure sont sans doute instables puisque nous avons constaté une instabilité de la polarisation en sortie du collimateur C1 (Fig. 5.10)

- un faisceau sur la voie de référence, mais en polarisation S, parce que les polariseurs n'ont pas une extinction parfaite. Ce faisceau et sa phase sont stables, et calculables d'après la valeur de l'extinction des polariseurs P2, P3, P4.

Dans ces conditions, on peut (cf §5.1.1.1) attendre que la composition des différents segments donne un, dans le cas général, un segment de forme elliptique. Il est difficile de pousser plus loin l'interprétation de ces données, faute de disposer d'une mesure simultanée de la polarisation en entrée de l'interféromètre.

Mais il était bien sûr nécessaire de stabiliser la polarisation à l'entrée de l'interféromètre, ce que nous avons fait (Fig. 5-13) en insérant un prisme de Glan (Thorlabs modèle GL 10-C, traité anti-reflet, taux d'extinction meilleur que 10^{-5}) après avoir vérifié que son défaut de parallélisme était suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas d'interférences liées aux réflexions multiples. Il est orienté pour obtenir l'extinction sur la voie de référence.

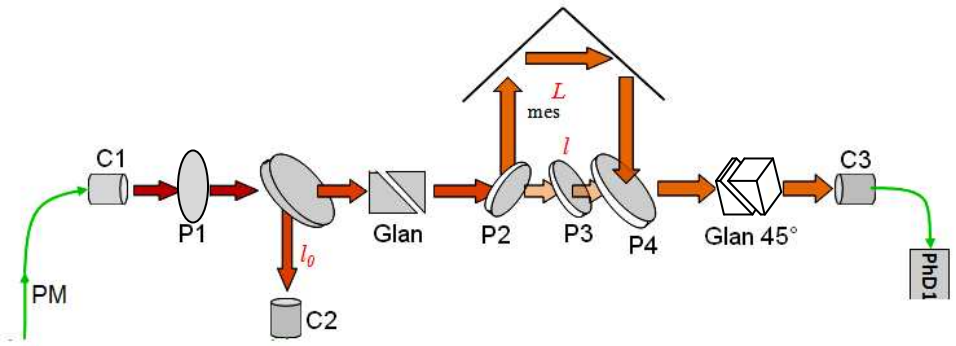


Fig. 5-13. Schéma optique avec un polariseur de Glan avant le polariseur P2 de l'interféromètre

Avec cette précaution, on obtient un segment nettement plus petit (10^{-3}), stable, et une ellipticité compatible avec zéro (Fig. 5.14) même en chauffant la fibre PM.

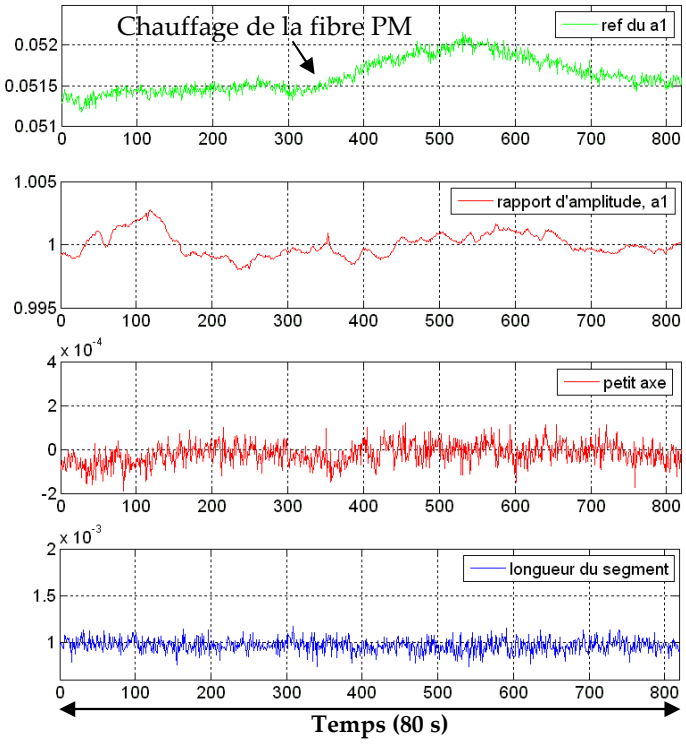


Fig. 5-14. L'ellipticité et la longueur du segment après avoir inséré le Glan

Conclusion : Utiliser un polariseur de Glan juste avant le PBS de l'interféromètre nous assure qu'une déviation de polarisation du faisceau de départ ne modifie pas le signal télémétrique détecté. L'orientation du prisme de Glan permet également de contrôler la valeur d'ε, et donc la longueur du segment.

5.2. La diaphonie dans les chaînes électroniques de mesure

La diaphonie est un problème inévitable dans les chaines de mesure micro-ondes. A ces hautes fréquences elle peut être liée au rayonnement, à la conduction par la masse, ou aux défauts des composants. Il nous a semblé que la jonction MW1⇔P/3⇔LW1 (cf Fig. 4.5) était responsable d'une partie significative de la diaphonie. Ici il est essentiel de prendre en compte la diaphonie, et de la corriger, compte tenu de l'exactitude visée.

On utilise les indices 1 et 2 pour désigner les deux chaînes de mesure. La diaphonie 1⇒2 (2⇒1) est caractérisée par les deux paramètres C_{21} et ϕ_{21}, (C_{12} et ϕ_{12}, respectivement).

Les signaux enregistrés, S_1 et S_2 s'écrivent, en fonctions des signaux à l'entrée des chaines de mesure:

$$\begin{aligned} S_1(t) &= a_1(t) + C_{21}\exp[i\phi_{21}]a_2(t) \\ S_2(t) &= a_2(t) + C_{12}\exp[i\phi_{12}]a_1(t) \end{aligned} \qquad (5\text{-}4)$$

Le signal de mesure présente de fortes variations en amplitude (×3), et explore tout l'intervalle de phase $[-\pi,+\pi]$. Il est donc évident que la voie référence est affectée par la diaphonie venant de la voie mesure, Fig. 5-15(a). Le fait que le signal de référence soit pratiquement

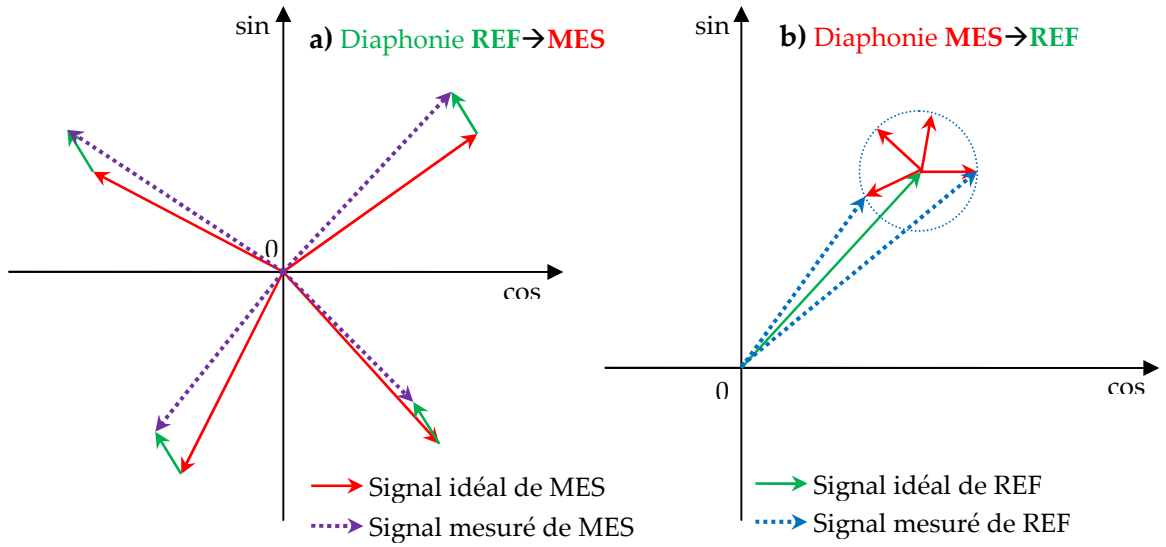


Fig. 5-15. L'effet du Cross-talk électronique sur les deux signaux mesurés
(cas d'une diaphonie de l'ordre de 20%)

constant ne doit pas amener à conclure que la voie mesure n'est pas affectée: elle l'est, en phase et en amplitude (Fig. 5.15-b). Les deux signaux sont affectés, au niveau de plusieurs 10^{-3}, avec pour conséquences

- un déplacement du segment
- un changement de sa longueur et de son orientation
- une courbure,

comme on peut le voir sur la Fig. 5.16. Il faut corriger cet effet, et il faut donc avoir mesuré les paramètres C_{ij} et ϕ_{ij} de façon préalable.

Cette figure ci-dessous représente l'effet de la diaphonie sur le segment, la simulation est faite avec $C_{12} = C_{21} = 5\%$.

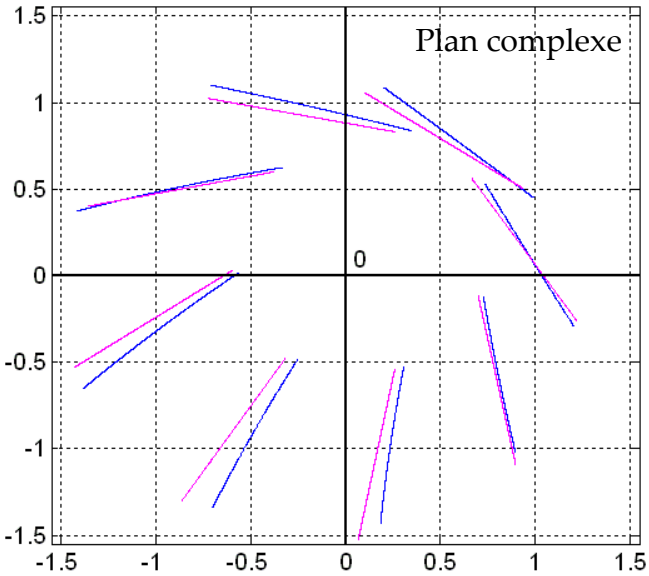


Fig. 5-16. L'effet de la diaphonie sur le segment: simulation faite avec $C_{12} = C_{21} = 5\%$.
Rouge : sans (Bleu : avec) prise en compte de la diaphonie.

La méthode pour mesurer ces paramètres consiste à

- bloquer l'interférence en masquant le faisceau de la voie de référence
- déséquilibrer les deux voies par un facteur 6 ou 7: ceci a pour effet d'exalter la diaphonie vers la voie la moins intense (la voie 2 dans l'exemple ci-dessous)
- déplacer le coin de cube de façon à balayer (sur plus d'un cycle, en pratique plusieurs) la phase relative et enregistrer les variations de l'amplitude du signal de la voie la moins intense. A l'ordre le plus bas en $C_{12}\, A_1/A_2$, l'amplitude du signal enregistré sur la voie 2 s'écrit

$$Amp2 \approx A_2 + C_{12} A_1 \cos\left(\varphi_2 - \varphi_1 + \phi_{12}\right) \qquad (5\text{-}5).$$

Le rapport d'amplitudes

$$rapport = \frac{Amp2}{Amp1} = \frac{A_2}{A_1} + C_{12}\cos\left(\varphi_2 - \varphi_1 + \phi_{12}\right) \qquad (5\text{-}6)$$

permet donc de déterminer simplement le coefficient et la phase de la diaphonie $1 \Rightarrow 2$. A titre d'exemple, la Fig. 5-19 montre la qualité de la détermination des deux coefficients C_{12} et ϕ_{12} pour la diaphonie référence $\Rightarrow$ mesure.

En utilisant $\Delta\varphi \equiv \varphi_1 - \varphi_2$ mesuré par le FPGA au lieu de la valeur correcte de $\varphi_1 - \varphi_2$, par un fit, on peut trouver C_{12} et ϕ_{12} avec des erreurs meilleures que quelques 10^{-2} en valeurs relatives.

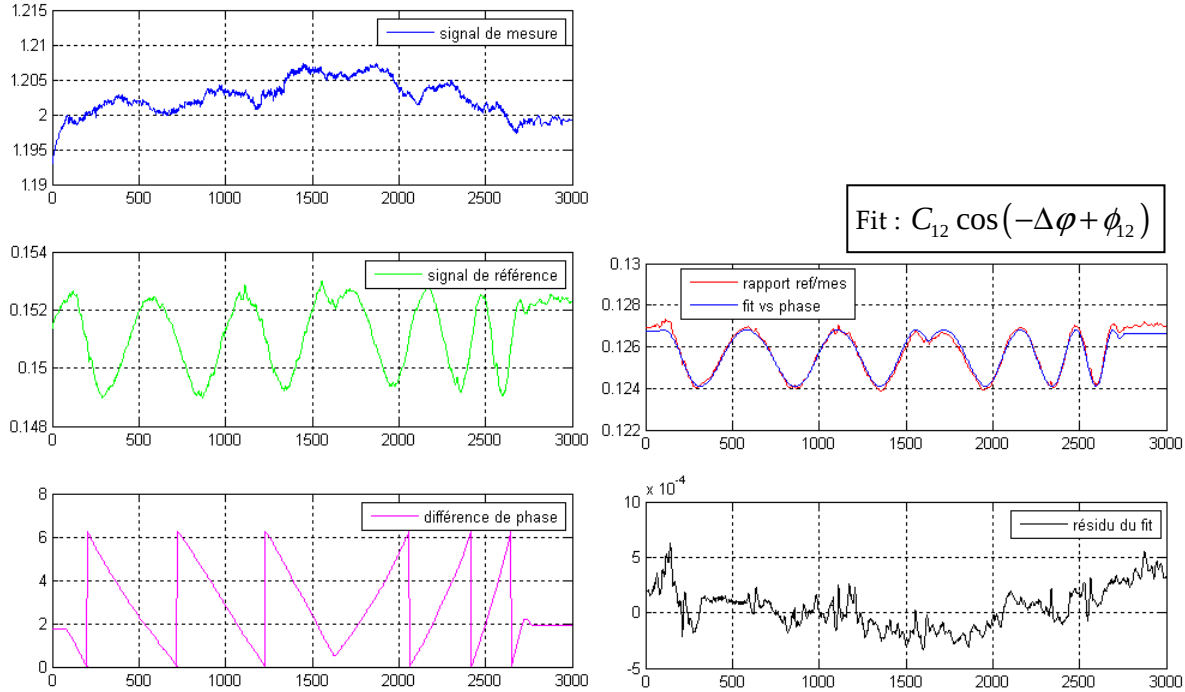


Fig. 5-17. Mesure de la diaphonie voie de mesure $\Rightarrow$ voie de référence

a) Les deux signaux et la phase relative lorsque le coin de cube est déplacé d'une vingtaine de mm.
b) Rouge: signal de référence. Bleu: courbe ajustée. Noir: résidu de l'ajustement

En utilisant les 4 paramètres (C_{12}, φ_{12}, C_{21}, φ_{21}) on peut faire la correction sur les signaux mesurés afin d'éliminer l'effet de la diaphonie, à mieux que 10^{-4}. La diaphonie s'avère stable au cours du temps.

5.3. Défaut sur la mesure de phase – le couplage amplitude/phase (AM/PM)

Le problème associé au couplage amplitude/phase (AM/PM) s'avère beaucoup plus délicat que la correction de la diaphonie. Le couplage AM/PM est rencontré de façon assez générale, à un certain niveau, dans les électroniques. Ce problème est bien sûr présent dans les transferts de référence de fréquence [Kim 2008] puisque, couplé aux variations de puissance du faisceau, il contribue à dégrader la qualité du transfert. Il a été étudié de façon statique [Eliyahu 2008] ainsi que dans sa dynamique à l'échelle des picosecondes, notamment liée à la saturation de la densité des porteurs de charge dans la jonction de la photodiode [Kuhl1992], [Zhang 2012], [Taylor 2011].

Mais on peut également envisager une dynamique de nature thermique. En effet, si on considère qu'une photodiode polarisée sous 15 V recevant 1 mW doit dissiper une puissance de 15 mW, on se rend compte que les photodiodes à grande bande passante, dont la jonction a une dimension typique de 20 µm, doivent évacuer des densités de puissance de plusieurs kW/cm². Des comportements de type thermique ne sont donc pas surprenants. Mais ils compliquent la dynamique puisqu'ils font intervenir l' "histoire" du signal. De tels effets "mémoire" commencent à être modélisés et pris en compte dans les amplificateurs [Demenitroux 2010], mais les caractériser, à un niveau aussi faible que 10^{-4} cycle, n'est pas facile. En effet, il existe bien des moyens de faire varier la puissance d'un signal microonde, mais l'exigence d'une phase constante à mieux que 10^{-4} cycle est difficile à réaliser, et à vérifier. Les effets "mémoire" n'ont pas été décrits dans les photodiodes, à notre connaissance.

Dans toute cette section

- je choisis une position de la cible telle que $(L - l) = k\Lambda$, c'est-à-dire pour laquelle le segment est *radial*, car l'étude des défauts affectant la phase y est plus aisée. C'est notamment la position où la forme des segments n'est pas affectée par le bruit d'amplitude

- pour présenter les segments ou les aiguilles j'utilise la technique du "zoom" (cf §5.1.1), afin d'apprécier les déformations.

5.3.1. Observation du défaut sur la mesure de phase

En utilisant le montage sans les amplificateurs HF, je lance la procédure d'acquisition sur un motif à cinq points (§4.1.5) et je balaye la longueur d'onde du laser maître sur 150 MHz en 20 secondes et j'enregistre les formes du segment créées par les 5 vecteurs $\vec{a}_1\left(\nu_{opt}\right)$, $\vec{a}_2\left(\nu_{opt}+ISL/4\right)$, $\vec{a}_3\left(\nu_{opt}-ISL/4\right)$, $\vec{a}_4\left(\nu_{opt}+ISL/2\right)$, $\vec{a}_5\left(\nu_{opt}-ISL/2\right)$. Idéalement, $\vec{a}_2$ devrait décrire le même segment que $\vec{a}_1$ (avec juste un décalage de 1.5 secondes), etc…

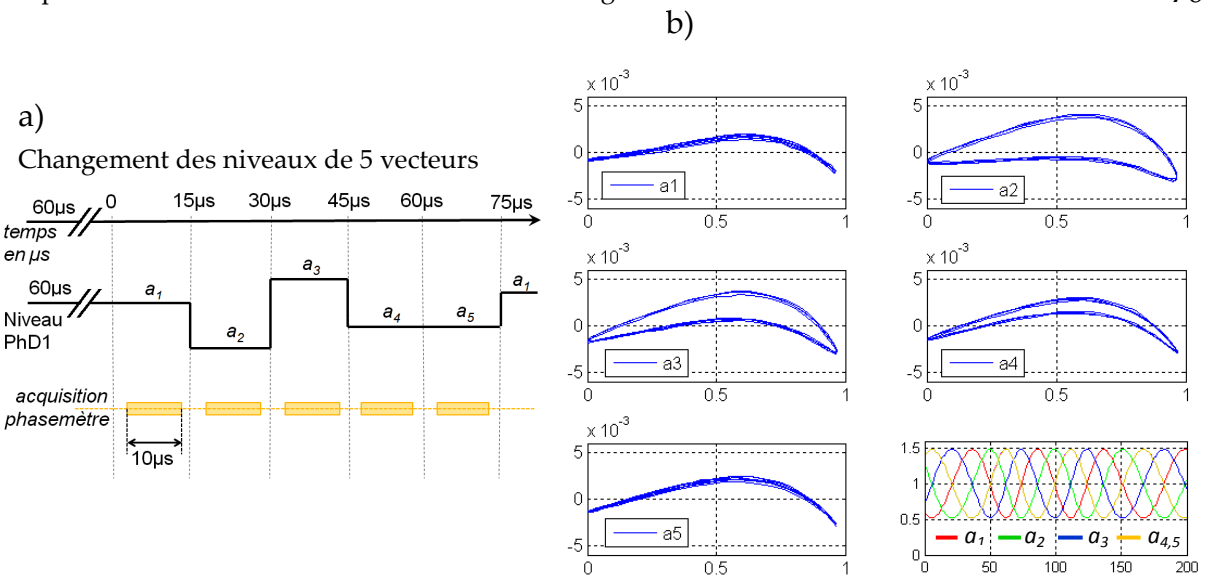


Fig. 5-18. Les segments créés par les 5 vecteurs, pendant un balayage de λ_{opt}

a) Illustration du niveau des 5 vecteurs a_1, …, a_5 ; b) Les 5 segments correspondants, zoomés
Chaque point bleu sur le segment est une moyenne sur 320 mesures élémentaires.
L'abscisse, de 0 à 1, correspond à une puissance optique détectée de 1 mW à 3 mW sur PhD1

Il est clair que les 5 segments ne sont pas rectilignes. On observe une forme qui est la combinaison d'une courbure (donc un couplage AM/PM), et d'une ellipticité. Si cette dernière était liée à un parasite optique elle serait nécessairement identique sur les 5 segments. Le fait que les segments ne présentent pas la même ellipticité est lié aux particularités de la séquence temporelle des acquisitions:

- le vecteur $\vec{a}_1$ est enregistré alors que le signal est établi depuis 65 µs. Ce temps est de 3 à 4 µs pour les autres segments.

- les signaux $\vec{a}_4$ et $\vec{a}_5$ sont à priori identiques (la fréquence optique diffère par un intervalle spectral libre).

Ceci suggère que les déformations elliptiques sont liées à une dynamique à courte échelle de temps (quelques µs) et aux changements importants (×3) et rapides (en 1 à 2 µs) du niveau du signal, qui engendrent une hystérésis.

Vu leur importance (un à quelques 10^{-3}) ces défauts sont rédhibitoires pour la procédure télémétrique s'ils ne sont pas corrigés. Si la déformation se limitait à une simple courbure, identique pour les cinq segments, la corriger supposerait simplement que la dépendance (phase *vs* niveau) ait été enregistrée au préalable. Par contre, corriger l'effet hystérésis est difficile puisque la correction sur le signal $\vec{a}_i$ (i = 2 à 5) fait intervenir tous les $\vec{a}_k$, k = 1,…, i, et la connaissance de la dynamique temporelle.

Dans la plupart des applications, telles que le transfert de référence de fréquence, les variations d'amplitude sont faibles (bruit d'intensité du faisceau), voire maintenues à zéro par asservissement de puissance de façon à réduire le plus possible la dégradation de la phase. Parce qu'elle implique de fortes variations de puissance à l'échelle de 10-100µs, la télémétrie Iliade est une situation où les problèmes associés aux couplages AM/PM sont présents à un

niveau élevé (comparé à l'objectif de 10^{-4} d'exactitude) et nécessitent une prise en compte spécifique.

Pour identifier et quantifier les défauts sur la mesure de phase de la chaîne électronique de mesure (Fig. 4-5), nous avons étudié le couplage amplitude/phase sur les deux photodiodes rapides qui étaient disponibles, EM4 (modèle EM169, fibrée) et New Focus (modèle 1417). Sur les deux photodiodes, nous avons observé un effet stationnaire et un effet transitoire sur le couplage AM/PM après un changement brutal de la puissance optique. Un des résultats est la mise en évidence de la tension d'alimentation des photodiodes comme paramètre crucial dans les couplages AM/PM.

5.3.2. Les contributions des différents composants du montage aux défauts de couplage amplitude/phase

Les différents composants (photodiode, amplificateurs, mélangeurs) sont, chacun, susceptibles de contribuer au couplage AM/PM, ce qui complique encore le problème. Il est utile d'avoir une idée, au moins qualitative, des différentes contributions. En atténuant le signal à différents en droits de la chaine de mesure, nous avons pu identifier les composants dont les contributions sont les plus importantes au couplage AM/PM.

5.3.2.1. Montage sans amplificateurs HF

Dans un premier temps une comparaison est faite en insérant un atténuateur optique -6dB avant la photodiode: la puissance optique passe de 2 mW à 0.5 mW. Un amplificateur est ajouté avant le FPGA pour compenser le niveau du signal 20 MHz.

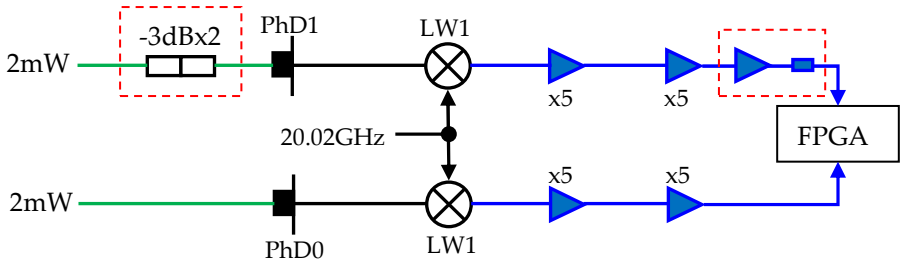


Fig. 5-19. Chaîne électronique sans amplificateur HF.
PhD : Photodiode EM4 EM169 (alimentée à 15V) ; LW1 : mélangeur Miteq DM0520LW1 ; x5 : modules de gain 5 d'un 4-amplificateur Stanford SR445A.

En balayant la longueur d'onde du laser maître, on obtient les segments présentés Fig. 5-20.

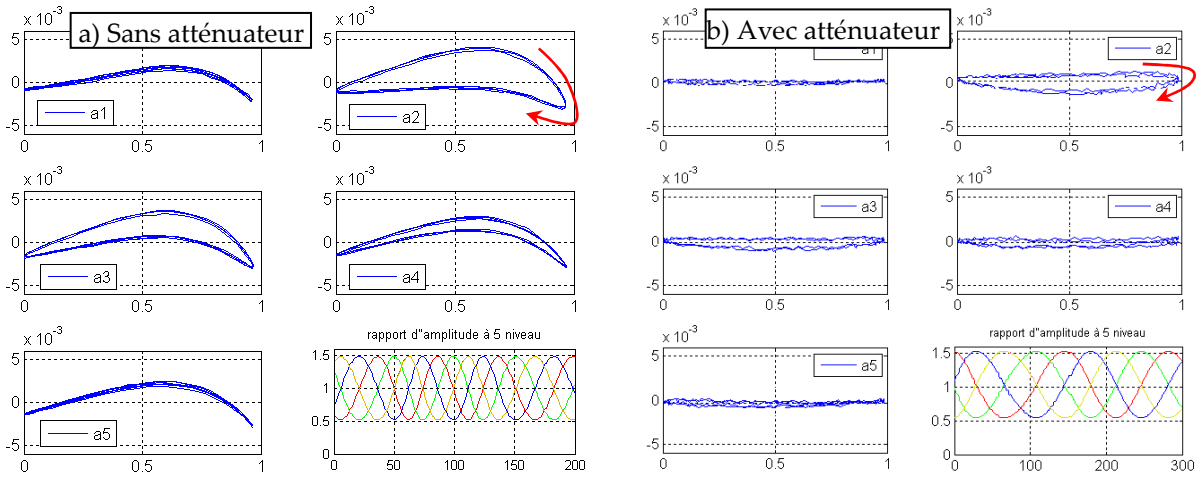


Fig. 5-20. Effet, sur la déformation des segments, de la baisse de puissance optique par un facteur 4

a) Segments enregistrés sans l'atténuateur optique -6dB, l'abscisse, de 0 à 1, correspond à une puissance optique détectée de 1 mW à 3 mW.

b) Segments enregistrés avec l'atténuateur optique -6dB, l'abscisse, de 0 à 1, correspond à une puissance optique détectée de 0.25 mW à 0.75 mW.

La flèche rouge donne le signe de l'hystérésis.

Même si le signal est plus bruyant, on voit que lorsque le faisceau est atténué les segments sont moins affectés par le couplage AM/PM, et cette conclusion est valable pour la courbure comme pour l'hystérésis ; le signe de l'hystérésis ne change pas. En revanche (Fig. 5.21) le fait d'atténuer la puissance du signal micro-onde n'apporte pas d'amélioration significative. Cela permet d'affirmer que la contribution au couplage AM/PM venant de la photodiode (polarisée à 15 V) recevant 2 mW domine celle du mélangeur et nous pousse à mieux caractériser l'effet sur les photodiodes (cf §5.3.3).

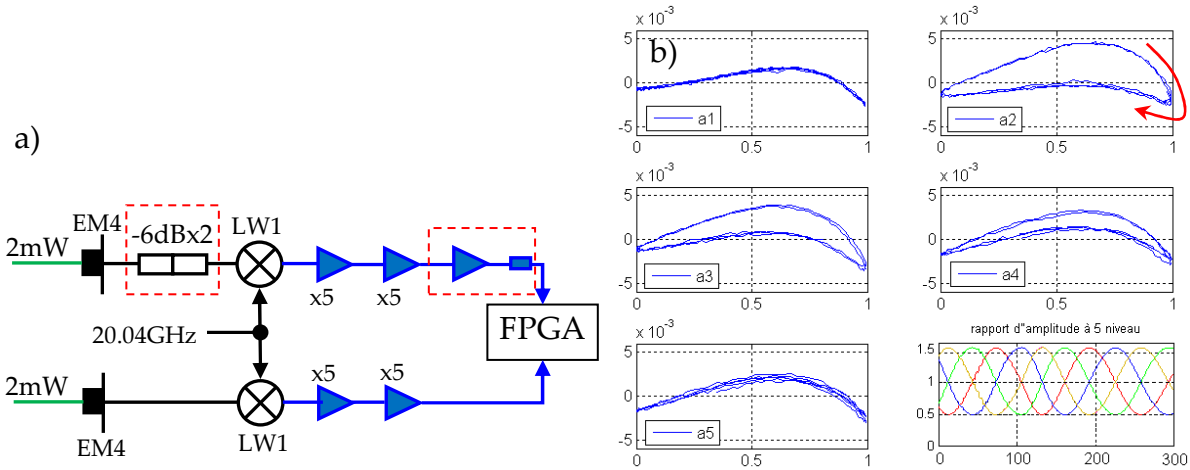


Fig. 5-21. Effet de l'atténuation du signal microonde

a) Chaînes électroniques de mesure, b) Les segments zoomés correspondants, lors d'un balayage de λ_{opt}, l'abscisse, de 0 à 1, correspond à une puissance optique détectée de 1 mW à 3 mW. Mais par rapport à la Fig. 5-20-a ci-dessus (sans atténuateur), le signal électronique 20 GHz d'entrée du mélangeur est 4 fois plus petit.

5.3.2.2. Montage utilisant des amplificateurs HF

Utiliser des amplificateurs HF (20 GHz) juste après la photodiode (Fig. 5-22) permet de travailler à basse puissance optique, donc avec moins de défauts liés au couplage AM/PM venant de la photodiode. Malgré la contribution de l'amplificateur, l'hystérésis est plus faible (Fig. 5-23-a). C'est un point important, car l'effet d'hystérésis est le plus difficile à corriger. C'est un des points qui nous a motivés à travailler avec un amplificateur HF, l'autre étant que le bruit sur la mesure de phase est plus élevé sans amplificateur.

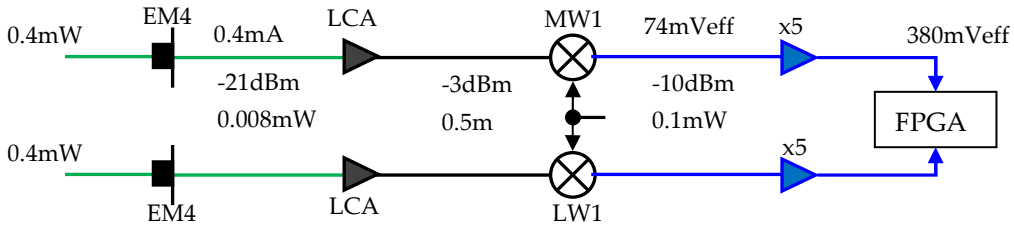
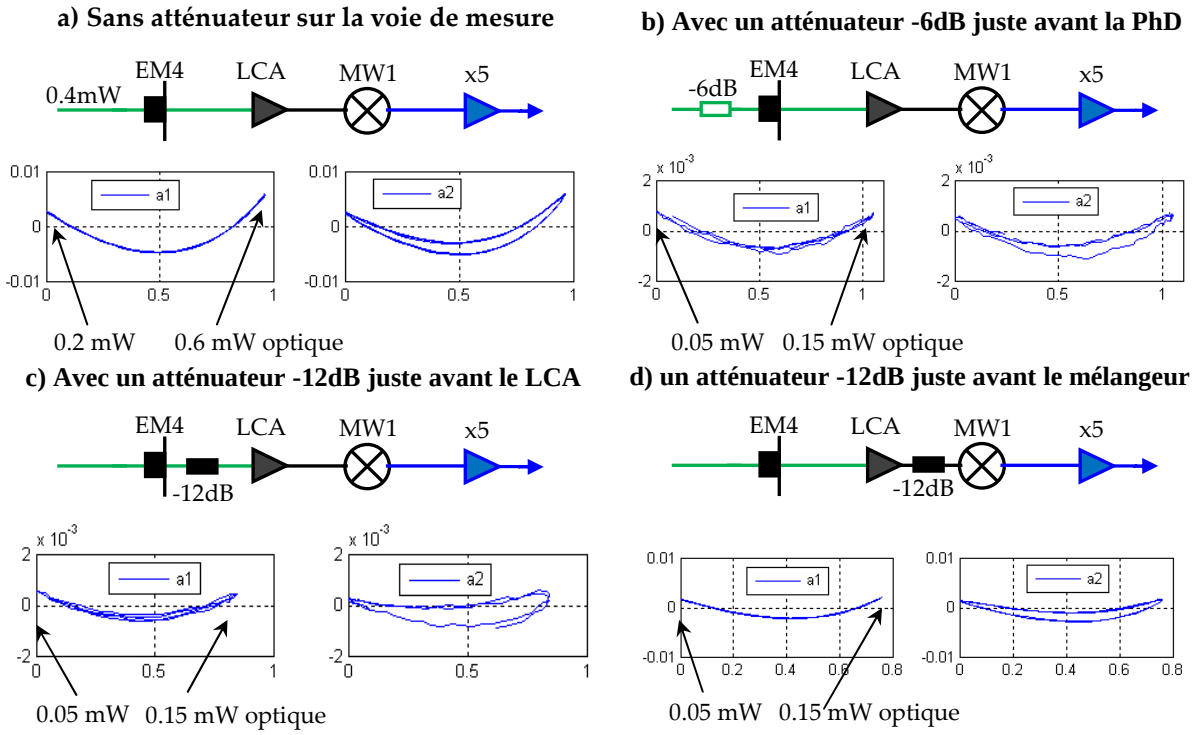


Fig. 5-22. Montage avec des amplificateurs Miteq LCA0618

Comme en entrée du mélangeur le signal est assez élevé, nous avons remplacé le mélangeur DM0520-LW1 de la chaine de mesure par la version MW1 qui est moins affecté par la saturation (point de compression P1dB de 15dBm au lieu de 10dBm).

Dans les figures ci-dessous je ne présente que les deux segments crées par les vecteurs $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_2$, qui sont les plus représentatifs des couplages AM/PM: $\vec{a}_1$ parce que l'effet d'hystérésis y est pratiquement absent, du fait du long délai (65 µs) depuis la précédente mise à jour de la fréquence optique, et $\vec{a}_2$, parce qu'il présente l'hystérésis la plus marquée.



e) Avec un atténuateur -12dB juste avant le x5

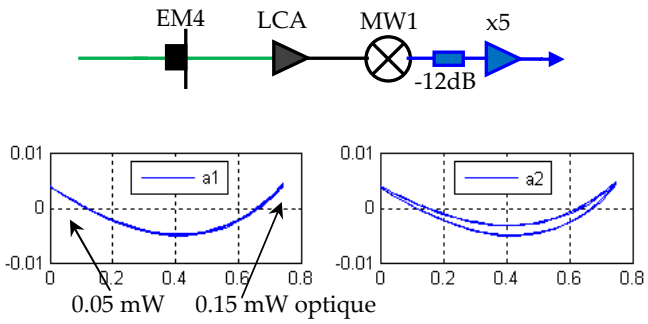


Fig. 5-23. Les segments avec des atténuateurs dans la chaîne électronique de mesure
La photodiode EM4 EM169 est polarisée à 15 V.

En estimant très approximativement le couplage AM/PM à partir à la courbure et la grandeur de l'hystérésis, nous pouvons donner une idée qualitative. La courbure est déterminée approximativement comme dans la Fig. 5-24 ci-dessous. La grandeur de l'hystérésis est donnée par le petit axe de l'ellipse sur le segment $\vec{a}_2$

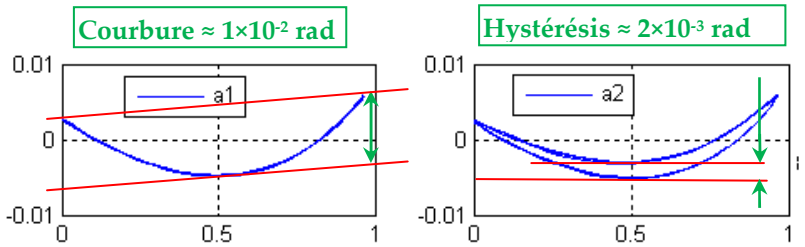


Fig. 5-24. Estimation approximative de la courbure et de l'hystérésis sur le segment

En appliquant cette méthode de mesure pour les segments enregistrés dans Fig. 5-20.a, on trouve une courbure de 4×10^{-3} radian, une hystérésis de 5×10^{-3} radian lorsque la puissance optique d'entrée de la photodiode change de 1 à 3 mW.

Avec les valeurs estimées de la courbure et de l'hystérésis sur les segments dans les différents cas (Fig. 23), on calcule les contributions de la courbure et de l'hystérésis créées par les différents composants, les résultats sont présentés dans le tableau 5-1 ci-dessous :

Tableau 5-1. Contributions de défaut des différents composants au couplage AM/PM

Composant	Courbure (effet stationnaire)	Ellipse a2 (effet transitoire)
Photodiode (V_{alim} = 15 V)	**4×10^{-3} rad à $P_{optique}$ = 2mW**	**5×10^{-3} rad à $P_{optique}$ = 2mW**
Amplificateur LCA (P_{20GHz}=-21dBm)	**3×10^{-3} rad**	**2×10^{-3} rad**
Mélangeur MW1 (P_{20GHz}=-3dBm)	**7×10^{-3} rad**	**< 10^{-4} rad**
Amplificateur x5 (P_{20MHz}=-21dBm)	**< 10^{-4} rad**	**< 10^{-4} rad**

Ces estimations sont grossières (avec une barre d'erreur de ±50%), mais permettent de comparer les différentes contributions.

Nous avons comparé l'amplificateur LCA à un amplificateur HP83017A: l'effet d'hystérésis y est au moins 2.5 fois plus petit (Fig. 5-25(b)).

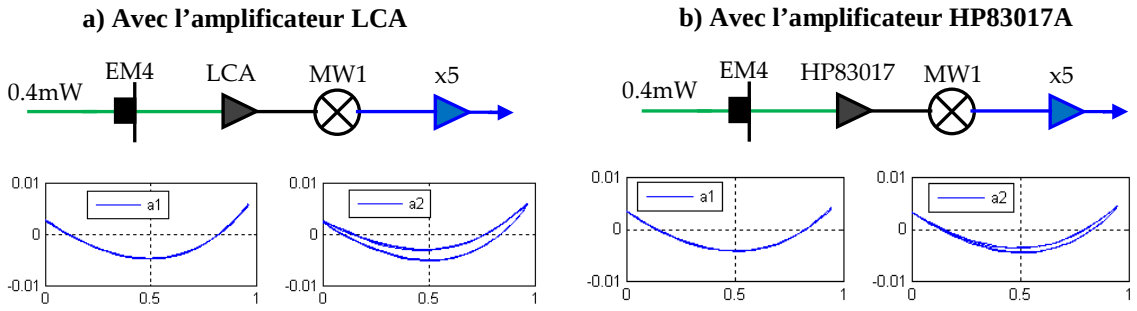


Fig. 5-25. Couplage AM/PM: comparaison des amplificateurs a) Miteq LCA0618 et b) HP 83017A

Pour les enregistrements télémétriques nous utiliserons donc de préférence l'amplificateur HP afin d'avoir moins d'hystérésis sur les segments. Dans le chapitre §6, nous montrons les deux résultats télémétrique des montages utilisant l'amplificateur LCA0618 et HP 83017A.

5.3.3. Etude du couplage AM/PM sur deux photodiodes, EM4 et New Focus

Le comportement des photodiodes haute fréquence a été abordé dans certaines publications [Eliyahu 2008], [Taylor 2011], [Zhang 2012] relatives au bruit dans les liens optiques ou les oscillateurs optoélectroniques. Le point est qu'un couplage amplitude/phase contribue à dégrader, à un certain niveau, la qualité du transfert d'un signal microonde puisque la puissance du faisceau n'est jamais parfaitement stabilisée. Ces publications ont donc cherché des conditions (par exemple des valeurs de la puissance optique) pour lesquelles le couplage devient faible, ou nul. Les résultats présentés dans [Taylor 2011] mettent en évidence un décalage temporel lié à la densité de puissance dans la jonction de la photodiode: c'est ce qui est attendu du fait de l'écrantage du champ électrique par les porteurs créés dans la jonction [Kuhl 1992]. En effet ce sont les impulsions femto-seconde issues de peignes de fréquences qui sont utilisées, et l'utilisation d'un oscilloscope à échantillonnage montre bien que l'impulsion électrique est d'autant plus déformée (étalée dans le temps, et retardée) que la densité de puissance est plus élevée. Les travaux réalisés au SYRTE [Zhang 2012] confirment ces résultats et les expliquent dans le cadre de la réponse triangulaire à une impulsion très courte. Ces comportements se produisent à l'échelle des ps, qui peut être considérée comme instantanée si on la compare aux échelles de temps (µs) de nos prises de données.

Les mesures que nous avons réalisées confirment également un décalage de phase instantané, d'importance moindre ou comparable (Fig. 5-26). Mais elles

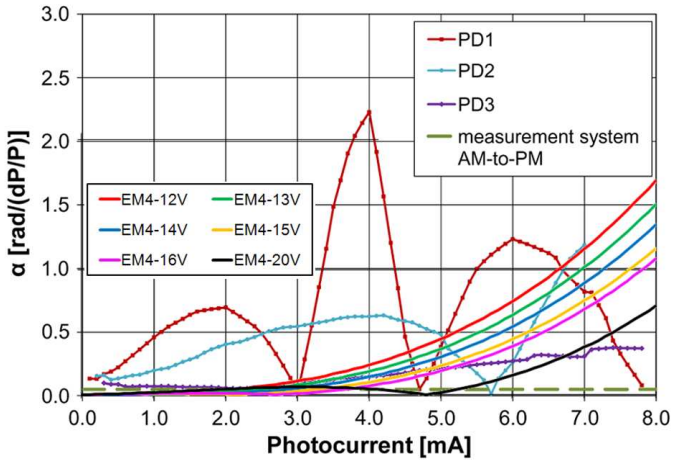


Fig. 5-26. Comparaison avec les photodiodes de J.Taylor [Taylor 2011].
Les fits des données relatives à notre photodiode EM4 EM169 doivent être comparées à la photodiode "PD1" de Taylor, dont la surface est voisine. La comparaison n'est toutefois pas directe, puisque notre faisceau est un battement à deux modes à 20 GHz, alors que dans [Taylor 2011] les photodiodes reçoivent des impulsions femto-seconde, à une cadence de 1 GHz, et les données présentées correspondent à la pente observée pour l'harmonique à 10 GHz.

montrent aussi un couplage AM/PM *retardé*, à des échelles de temps de la dizaine de µs, ce qui correspond au calcul que nous faisons du temps de mise à l'équilibre thermique de la jonction sur son substrat d'InP[11].

Nos mesures montrent que la tension de polarisation appliquée à la photodiode est un paramètre critique, que ce soit pour la partie instantanée ou pour la partie retardée du couplage AM/PM. Le contrôle de la tension de polarisation permet d'ailleurs de déplacer continument le point où la pente du couplage AM/PM s'annule.

En revanche l'observation, faite dans [Eliyahu 2008], que le point de pente nulle correspond au point où photodiode sature, n'est pas du tout confirmée sur les photodiodes que nous avons testées.

Le travail de caractérisation réalisé sur les photodiodes a fait l'objet d'un article soumis à IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.

5.3.3.1. Caractérisation de deux photodiodes rapides: article soumis

[11] EM4 utilise des photodiodes réalisées par Microsemi, dont la fiche technique est disponible sur internet, http://www2.microsemi.com/datasheets/LX305X.PDF

Dynamics of the Amplitude-to-Phase Coupling in 1.5µm High Bandwidth Photodiodes

Duy-Ha Phung, Mourad Merzougui, Christophe Alexandre, Michel Lintz

***Abstract*— We investigate the power-to-phase coupling in two commercial high bandwidth P-I-N, near-IR photodetectors. We observe that a sudden change of the optical power induces a transient of the phase of the 20 GHz signal, at different time scales. The temperature rise of the photodetector junction is likely to be involved for this dynamical behaviour. The value of the bias voltage applied to the photodetector appears to control the size of the phase transients, as well as the optical power for which the slope of the amplitude-to-phase coupling cancels. These results are important in optimizing microwave photonic links.**

***Index Terms*— Heating, Phase measurement, Phase noise, Photodetectors.**

INTRODUCTION

MICROWAVE modulation of an optical beam is becoming increasingly important, for data transmission and for the transfer of a high frequency reference, with applications in antenna synchronisation for radio-astronomy, optical clock comparison in metrology, photonic analog-to-digital conversion [1], ... In all these applications, where a very low phase noise is required, photodetectors are critical parts of the chain. P-I-N InGaAs photodiodes are capable of very low intrinsic phase noise [2]. However, reaching a low phase noise in the detection process requires that any additional source of phase noise be reduced to the desired level. The amplitude-to-phase (AM-to-PM) coupling is a known problem [3] because it can place stringent limits to the relative intensity noise of the laser source. This has been studied in the framework of microwave links using pulsed (femto-second) lasers [4], [5]. In this case, the very short duration pulses lead to a triangular shape of the temporal response of the photodetector, and to values of the optical power for which the AM-to-PM slope turns to zero, thus relaxing the requirements on the laser intensity noise. In the case of a high-frequency modulated laser beam, reference [6] has also observed that the AM-to-PM coupling can change sign and cross zero at a certain optical power. The coincidence with the optical power at which the photodiode saturates was explained through the "screening" of the electric field in the photodiode junction by the charges of the photocurrent [7]. The screening effect takes place at very short, typically picosecond time scales (Fig. 1 in [4]). It can be considered as instantaneous in what we discuss in this paper. Ref. [8] has reported a $\approx 1/f$ frequency dependence of the AM-to-PM coefficient at audio frequencies, but the measurement method has been questioned [4], and charge-buildup in the depletion region, although suggested as an explanation [8], is unlikely to explain such a long time scale.

Thermal processes are known to be involved in the runaway failure of photodiodes, due to the combination of the Joule power dissipated in the junction and the decrease of the thermal conductivity of the substrate with increasing temperature [9]. Addressing this problem, other studies [10] have brought quantitative insight into thermal management of photodiodes. In particular, by observing the responsivity change caused by the thermal bandgap redshift in the junction material, [11] has indirectly measured the junction temperature rise of photodiodes submitted to strong illumination, and confirmed that the heating power is equal to the product of the photocurrent and the reverse bias voltage. Temperature is also known to affect carrier mobility [10]. In [5], temperature changes of 10 K gave rise to notable changes in the AM-to-PM features. Thermal processes can give rise to time scales much longer than the ps-scale photodetector response time. Nevertheless, none of Refs [4-7] considers self-heating of photodiodes illuminated by a strong laser power as relevant to the problem of AM-to-PM coupling.

In order to identify the conditions for optimal rejection of noise and systematic deviations in optical microwave links, we perform a systematic study of the phase of the RF signal, and of its dependence on the two prominent parameters, optical power and applied reverse bias. This is done with two P-I-N, InGaAs, 20 and 25 GHz bandwidth, commercial photodiodes. After a sudden change of the optical power in the measurement channel, we observe transients on the measured phase. Time constants of the order of 10 µs are measured, in agreement with the time dependence expected for the heating of the junction in contact with the InP substrate. Not only the applied bias appears to control the phase *vs* amplitude dependence, and hence the value of the optical power for which the AM-to-PM cancels, but it also controls the amplitude of the transient behaviour. This point is important in recent developments in high accuracy laser ranging with microwave modulated laser beams [12] and more generally for applications in which the phase has to be measured with accuracy while the optical power is varied by significant factors at short time scales.

EXPERIMENTAL METHOD

The beat-note of two narrow-bandwidth fibre lasers at 1.55 µm (Fig. 1), phase-locked at 20 GHz [13] is used to generate the optical signal. The optical power is kept constant in the reference channel. The reference and measurement 20 GHz photodiode signals are converted to 20 MHz, intermediate frequency signals by two double balanced mixers (Miteq, model DM0520-LW1), then amplified in two SR445A amplifiers. As compared to refs [5] and [4] that use, respectively, a Ti:sapphire laser, and two mode-locked fibre lasers, our laser source is simpler.

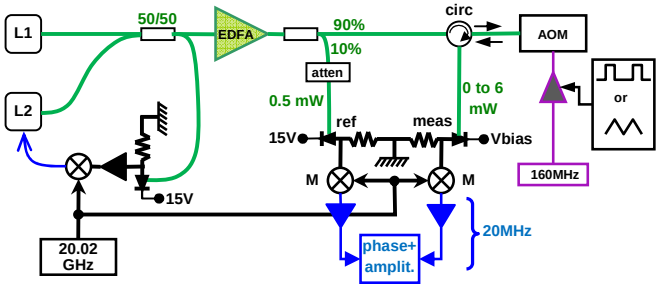


Fig. 1. Measurement set-up. L1, L2 : single-mode lasers, phase-locked at 20.00 GHz. EDFA: 150 mW fibre optical amplifier. M : mixers. AOM : 160 MHz, double pass acousto-optic modulator, used to modulate optical power. Atten : fixed optical attenuator. Circ: optical circulator. Ref (meas) : high bandwidth photodetectors for the reference (measurement) signal. Phase + amplit.: signal data acquisition (during 10 µs, every 15 µs) followed by the calculation of the two amplitudes and relative phase.

For the measurement of the static AM-to-PM coupling in the measurement channel, the signal generator applies a slow (3 Hz) triangular signal to drive the power of the 160 MHz (fixed frequency) signal applied to the AOM (acousto-optic modulator). We first tried to use an integrated Mach–Zehnder electro-optic modulator (MZEOM) to drive the optical power. But, due to a slight coupling between transmission and transmitted polarization, changing the transmission of the MZEOM clearly resulted in phase offsets related to polarization-mode dispersion (PMD) in the polarization-maintaining fibers of the MZEOM. No such coupling occurs between the diffraction efficiency in an AOM and the polarization of the diffracted beam, so that when an AOM is used to drive the optical power, PMD is not an issue.

As opposed to static measurements, transients are obtained after a gated signal drives the optical power from a low to a high value in less than a microsecond. The instantaneous response is followed by a delayed phase change of smaller amplitude.

The phase meter has been designed for high accuracy laser ranging with a microwave-modulated laser beam [12]. The two 20 MHz sinusoidal signals are sampled during 10 µs using the two 245 MS/s, 14 bit analog-to-digital converters of an FMC150 interface board. In separate measurements, we observe that the AM-to-PM coupling in the FMC150 board is less than 2×10^{-3} radian (static) and 3×10^{-5} radian (transient). Inside a Virtex-6 FPGA (field programmable gate array) the signals are then translated from 20 MHz to 0 Hz, low-pass filtered and decimated. The resulting complex values are used to compute the two amplitudes and the phase difference. Phase data obtained with noiseless 20 GHz optical signals show a resolution of 3.10^{-4} radian, which improves as $\approx t^{-1/2}$ with the integration time. Each set of elementary data is corrected for a cross-talk of about 10^{-3} between the two measurement chains. The four cross-talk coefficients (two amplitudes and two phases) are determined in separate measurements. A new elementary data set is delivered every 15 µs, which allows us to study temporal evolution of the phase at time scales ranging from 10 µs to 1 s.

In refs [4], [5], no time dependence was observed, except for the sampling oscilloscope sub-nanosecond records, showing the picosecond-scale temporal dynamics related to the charge carriers. In these works, measurements of the AM-to-PM coefficient were mainly done by the bridge method, that is by demodulating the optical microwave signal down to zero frequency [5] or to intermediate frequency [4]. Then the AM-to-PM characteristics were recorded by measuring the RMS phase change while the optical power was modulated using an AOM, at low frequency (30 Hz, [4]) or at audio frequency (20 kHz, [5]). In [4], the authors have looked for a change in the AM-to-PM coefficient when the modulation frequency is scanned from 10 Hz to 1 kHz, but did not observe any.

Here we characterize two InGaAs commercial photodiodes. Table I gives some data provided by the manufacturers.

TABLE I
MANUFACTURER DATA FOR THE TWO PHOTODETECTORS UNDER TEST

Photodetector	New Focus 1417	EM4 EM169
Bias voltage V_{bias}	4.1 V fixed bias	up to 25 V
Junction diameter	25 µm	32 µm
Substrate dimensions (µm)	N/A	450x450x152
Bandwidth	25 GHz	20 GHz
Fibered	no	yes
Wavelength range	950-1650 nm	1280-1620 nm
Max. safe DC opt. power	5 mW	20 mW
Max. peak opt. power	100 mW	N/A
Linear operation	2 mW	6 mW
Responsivity	0.7 A/W	0.9 A/W

THE RF PHASE *VS* OPTICAL POWER DEPENDANCE

Fig. 2 shows typical recordings with the two photodiodes. Contrary to results presented in [4], [5], where all data presented are absolute values, the phase difference values $\Phi \equiv \varphi_{mes} - \varphi_{ref}$ presented in this paper refer to the expression $\sin(2\pi t \times 20GHz - \varphi_{mes(ref)})$ for the microwave signal from the photodiode under test, and the reference photodiode, respectively. Phases are given in radian throughout the paper. Phase offsets are due to cable lengths and components.

To confirm that the observed effects originate in the photodiode and not in the measurement system, we have inserted a 14 dB attenuator between the photodiode

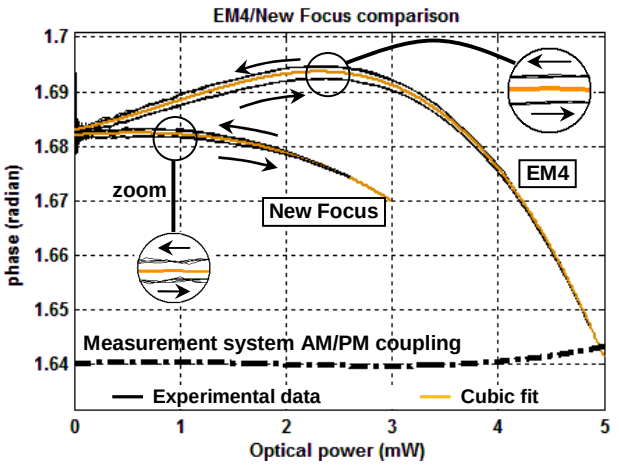


Fig. 2. RF phase versus optical power for the two photodiodes. Bias voltage: 15 V (EM4), 4.1 V (New Focus). Each data point has been averaged over 100 elementary data. The measurement channel optical power is scanned at a frequency of 3Hz. One of the two recordings has been translated so that the phase offsets coincide. The cubic fits (see Table II) apply to the middle of the up and down curves.

and the mixer. A $\times 5$ gain is added in the intermediate frequency amplifier, so that the size of the 20 MHz signal fed to the A-to-D converters is essentially the same. As expected due to the attenuation of the signal, we observe a slight increase of the noise, but the change in the phase data (black dashed line) shows that the contribution from the measurement system to the AM-to-PM coupling is negligible.

TABLE II
COEFFICIENTS OF THE CUBIC FIT

Photodiode	a	b	c
EM4	$3.6\ 10^{-3}$	$2.86\ 10^{-3}$	$-1.05\ 10^{-3}$
New Focus	$1.2\ 10^{-3}$	$-7.3\ 10^{-4}$	$-3.37\ 10^{-4}$
Unit	radian/mW	radian/mW^2	radian/mW^3

Coefficients of the cubic fit ($y = ax + bx^2 + cx^3 + offset$) of the phase-*vs*-power curves in Fig. 2, for the two photodetectors under test.

The EM4 photodiode shows a dependence of the kind observed in [6], Fig. 11. A power-to-phase coefficient of $3.6\text{x}10^{-3}$ radian/mW can be obtained at small optical power. The AM-to-PM slope is zero at 2.3 mW optical power, whereas the photodiode shows no sign of saturation up to 6 mW. At 6mW the AM-to-PM slope reaches -0.076 radian/mW (-0.6 ps/mW, if converted to a time delay). The New Focus photodetector shows a similar behaviour, although the coefficients of the cubic fit (see Table II) are about 3 times smaller than with the EM4 photodetector.

A hysteresis is clearly observable on Fig. 2: at the scan rate of 3 Hz, the "up" and "down" curves do not coincide. Sections V and VI will address more systematically the time dependence of the AM-to-PM coupling.

THE RF PHASE *VS* APPLIED REVERSE BIAS

This study was not possible with the New Focus photodiode, which operates at fixed V_{bias}. With the EM4 photodiode the $\Phi(P_{opt})$ dependence has been plotted in Fig. 3 for different values of the bias voltage applied. One remarquable effect of changing V_{bias} is to continuously shift the optical power at which the AM-to-PM slope vanishes, from zero (at 13 V) to 5 mW (at 20 V).

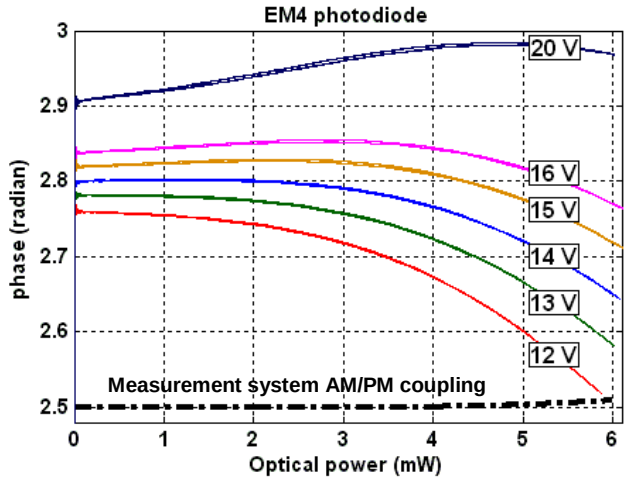


Fig. 3. Static AM-to-PM characteristics at different bias voltages. EM4 photodiode. Data are not corrected for cross-talk.

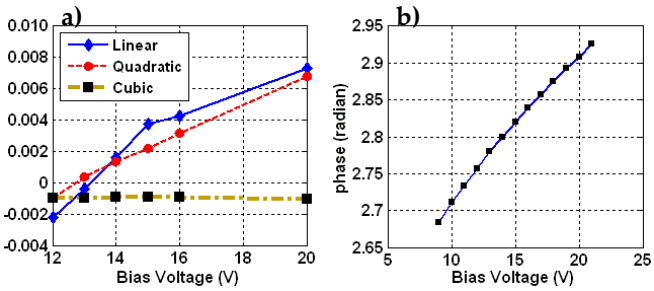


Fig. 4. (a) Coefficients of the cubic fit (same units as in Table II), and (b) phase offset at low optical power, *vs* applied bias voltage. EM4 photodiode.

The good signal to noise ratio allows to extract the dependence of the three coefficients of the $\Phi(P_{opt})$ cubic fit as a function of the applied reverse bias. The data in Fig. 3 have not been corrected for cross-talk, but this does not affect the trends observed in fig. 4-a. The constant value of the cubic coefficient contrasts with the linear and quadratic coefficients, which show an obvious, roughly linear dependence upon V_{bias}.

The $\Phi(V_{bias})$ dependence (Fig. 4-b) is the required input when calculating the maximum acceptable noise on the bias voltage to reach a given noise on the phase measurement. It should be noted that the bias voltage actually applied to the photodiode will be reduced by the voltage drop, proportional to the photocurrent, across any series resistor.

As mentioned in [10] temperature changes affect the carrier mobilities. The temperature transients that, due to the Joule heating, follow a change in optical power, are expected to give rise to phase transients. In Sections V and VI we present the transients that follow a change in optical power.

DYNAMICS OF THE AM-TO-PM COUPLING AT THE MILLISECOND TIME SCALE

When the optical power is switched in less than 1 µs from a low to a high value, both the EM4 and New Focus photodetectors show phase transients at the millisecond time scale.

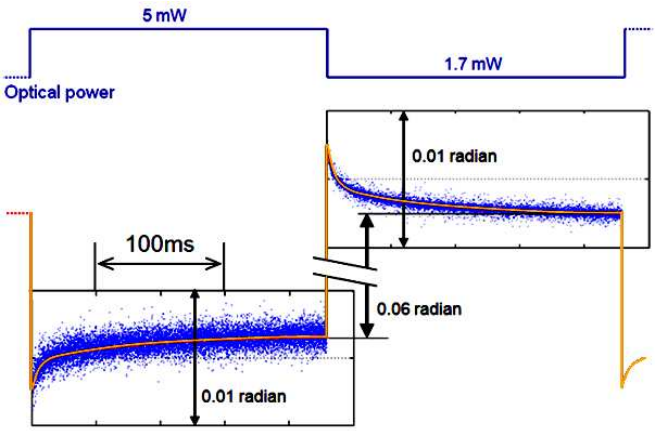


Fig. 5. Phase transient after a sudden change of the optical power. EM4 photodetector biased at 15 V. One data (blue point) is plotted every 15 µs, and corresponds to the phase value over a 10 µs time slot, averaged over 100 successive 450 ms cycles. In yellow: fitting curves, see below.

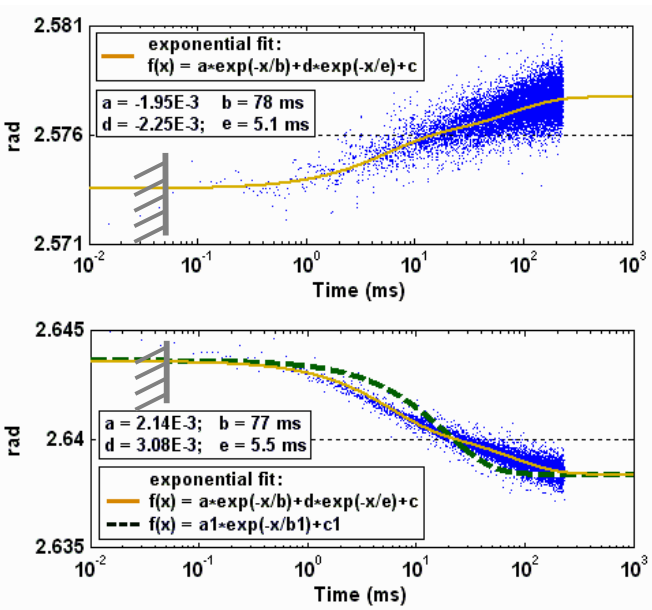


Fig. 6. Blue: phase transients with the EM4 photodetector (same data as Fig. 5, with logarithmic time scale). Upper: rising; lower: falling optical power. In yellow: fitting curves with two exponential time constants. Dashed line, fitting curve with a single exponential. Data points before 50 µs are not reliable, due to the poorly controlled timing.

EM4 photodetector

With the EM4 photodiode the transients (Fig. 5) cannot be accurately described by a single exponential. As shown in Fig. 6 where the time scale is logarithmic, a better fit is obtained with two exponential time constants. Note that in Fig. 6 data points before 50 µs are not accurate, as the data acquisition timing is not controlled to better than 15 µs. For quantitative data at the 10 µs time scale, see Section VI.

New Focus photodetector

When applying a fast power change to the New Focus photodetector, the same kind of overshoot is observed (Fig. 7), although with somewhat different values.

Contrary to the EM4 photodetector, the transients are well fitted by a single exponential of 45 ms time constant and amplitude 10^{-3} radian (rising) and 1.6 10^{-3} radian (falling optical power).

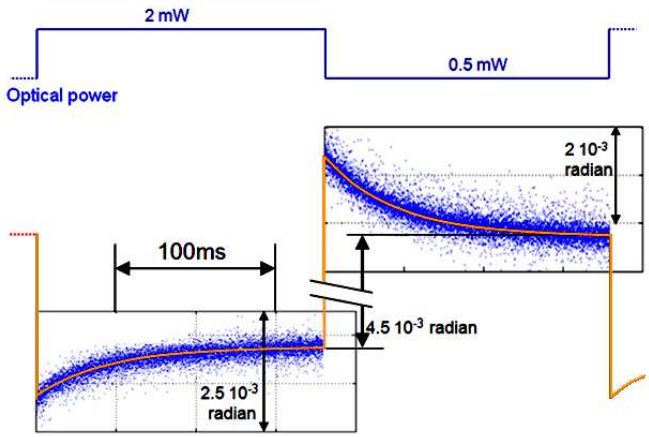


Fig. 7: Phase transient with the New Focus photodetector (blue points). In yellow: exponential fits (see text).

Simulations in Section VI show that millisecond time scales can be found in the heating of a photodiode junction, depending on the geometry of the photodiode assembly.

DYNAMICS OF THE AM-TO-PM COUPLING AT THE MICROSECOND TIME SCALE

Although phase and amplitude values are acquired every 15 µs, we have been able to observe, after a sudden change of the optical power, a transient behaviour at the 10 µs time scale, shown in Fig. 8. To allow accurate and reproducible synchronization, the amplitude of the 160 MHz signal fed to the AOM is driven, not by a signal generator (as shown in Fig. 1) but by the FPGA phase meter itself.

As in the case of the static AM-to-PM (Fig. 3), the value of the applied bias voltage allows to control the amplitude of the effect. This is illustrated in Fig. 9, where the amplitude Φ_{53-8}, defined as the difference between the phase data at 8 µs and 53 µs, is plotted against V_{bias} .

The temporal behaviour of the phase at the microsecond time scale is similar with the two photodiodes, and is similar to the transient expected for the junction temperature after the change of the $V_{bias} \times I_{photo}$ dissipated power.

The finite element ANSYS software is used to simulate the temperature rise of the junction/substrate assembly (see the geometry in Fig. 10), assuming that the InP substrate,

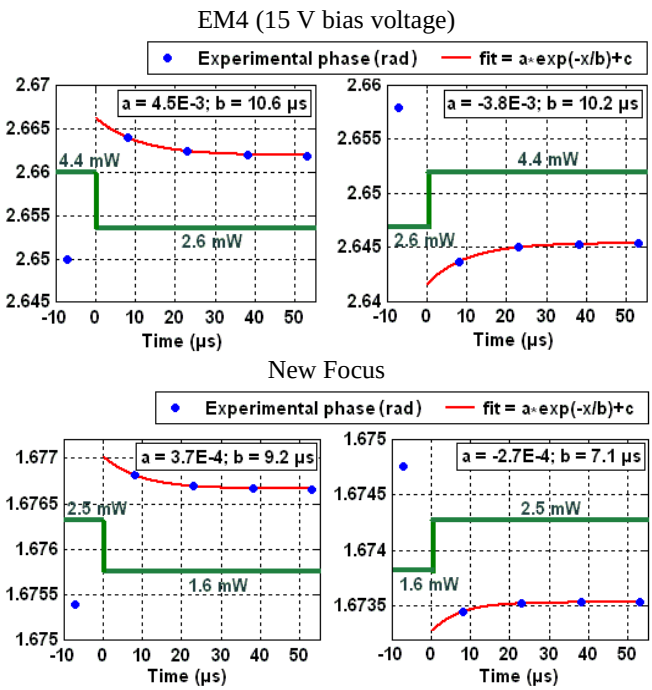


Fig. 8. Microsecond-scale transient behaviour of the phase after a sudden change of the optical power, for the two photodetectors under test. Data points are averaged over 4×10^5 samples. Inset: values of the parameters of the exponential fit: amplitude (radians) and time constant (µs). Residues of the fit (RMS values) are of 1.2% and 0.4% for the EM4 and New Focus photodiodes, respectively.

with diameter 450 µm and thickness $A = 152$ µm, is contacted with the photodiode junction, and with the photodetector case at ambient temperature. We assign the same thermal properties (conductibility and specific heat) to the junction and substrate, and calculate the temperature at different locations along the axis of the junction/substrate/heat sink assembly. We monitor the evolution of the temperature of the junction/ substrate contact, after the photocurrent I_{photo} is switched on (with 500 ns rise time), for a duration of 550 µs, then switched off (with 500 ns fall time). The heating flux is assumed to be uniformly spread across the junction. A different mesh size is used in a sphere of 40 µm radius around the junction.

The software calculates the temperature with 1 µs time steps (smaller time steps are used for the first two microseconds). To account for the acquisition time sequence, we extract four temperature values, averaged over 10 µs time slots centred at 8, 23, 38 and 53 µs. From the exponential fit of the four data (Fig. 11) we obtain time constants of the order of 13 µs, in fair agreement with the experimental values, see Table III.

Different checks have been done against possible problems with the convergence of the numerical calculations.

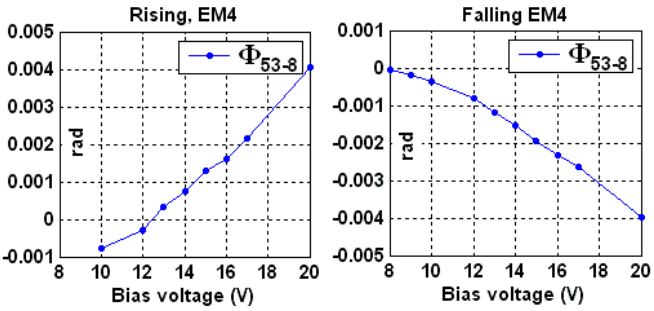


Fig. 9. Dependence of the amplitude of the short time (µs) transient behaviour of the phase, measured with the EM4 photodetector, as a function of the applied bias. The optical power is switched between 3.6 and 6.0 mW.

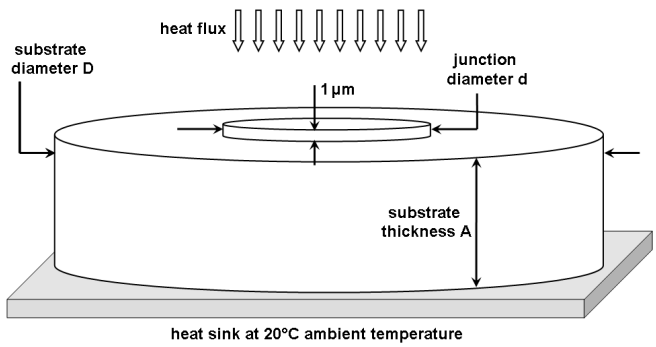


Fig. 10: Geometry of the junction/substrate/heat sink assembly used for the simulations. Drawing is not to scale.

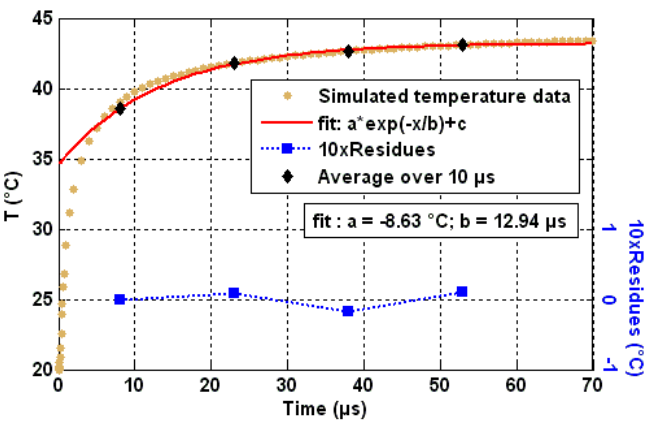


Fig. 11: results of the thermal transient simulation for the case of the EM4 photodiode, d = 32 µm, D = 450 µm, A = 152 µm (see geometry on Fig. 9), material conductivity 68 $Wm^{-1}K^{-1}$ and specific heat 0.31 $Jg^{-1}K^{-1}$. Heat flux 112 Wmm^{-2}., corresponding to a Joule power of (6 mA)x(15 V). Note the x5 factor for the right scale (residues).

A quantitative check of the numerical calculation is provided by the agreement, between

- the final temperature map $T(z,r,t=500\mu s)$ of the values calculated by the transient solver of the ANSYS software, at a given depth z in the substrate
- the map $T_{stat}(z,r)$ of the values calculated by the *static* configuration ANSYS solver

- and the values obtained by the formula

$$\Delta T(z, r=0) = \frac{P_{Joule}}{\kappa \pi a^2}\left[\sqrt{z^2+a^2} - \sqrt{A^2+a^2} + A - z\right],$$

where $\kappa = 68\ \mathrm{Jm^{-1}K^{-1}}$ is the thermal conductivity of InP [14], and $a = d/2$ is the radius of the junction. This formula holds on the cylindrical symmetry axis of the junction and substrate, assuming that the 450 µm substrate diameter is infinite as compared to the 32 µm junction diameter, and neglecting the 1 µm step size of the junction (see Fig. 10) and the dependence of κ with temperature [14]. When the 32 µm diameter junction is heated by a photocurrent of 6 mA under 15 V the three sets of data agree to better than 0.5 K, to be compared with the 25 K maximum temperature rise. Other checks, based on energy conservation, also give confidence in the accuracy of the transient analysis calculations.

TABLE III
RESULTS OF THE SIMULATION

		EM4 EM169		New Focus 1417	
geometry	exp. substrate	450 x 450 x 152 µm		N/A	
	sim. substrate	∅ 450 µm, thickness 152 µm		∅ 450 µm, thickness 152 µm	
	sim. junction	∅ 32 µm		∅ 25 µm	
Heat flux		112 W/mm²		33.4 W/mm²	
Rise time, exp.		**10.19 µs**		**7.09 µs**	
Rise time, simulation		Constant κ*	12.94 µs	Constant κ*	12.64 µs
		Variable κ*	13.51 µs	Variable κ*	12.61 µs
Fall time, exp.		**10.63 µs**		**9.2 µs**	
Fall time, simulation		Constant κ*	13.44 µs	Constant κ*	13.26 µs
		Variable κ*	13.20 µs	Variable κ*	13.20 µs
ΔT_{final} (550 µs)		Constant κ*	24.63 °C	Constant κ*	5.74 °C
		Variable κ*	25.19 °C	Variable κ*	5.61 °C
ΔT_{static}		Constant κ*	24.70 °C	Constant κ*	5.75 °C
		Variable κ*	25.42 °C	Variable κ*	5.63 °C

* 'Constant κ': in the ANSYS software solves the heat equations assuming that the conductivity κ is constant at 68 $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$. 'Variable κ': the conductivity is assumed to vary with temperature according to $\kappa(T) = \kappa(T_0)(T_0/T)^{1.55}$ [14]

The results depend weakly on the geometry of the junction/substrate assembly, for instance in a change from 450 to 2000 µm of the substrate diameter. Changing the substrate thickness from 152 µm to 500 µm or 1 mm does not change the temperature rise in the first 300 µs. However, calculations show (Fig. 12) that thick substrates give rise to a heating at long time scales (milliseconds). As they have the same sign as the microsecond transients, one can speculate whether the slow transients presented in Section V are also due to thermal effects, depending on the thickness of the substrate or other element in the photodetector assembly. Lack of precise data from the manufacturers prevents from a quantitative modelling.

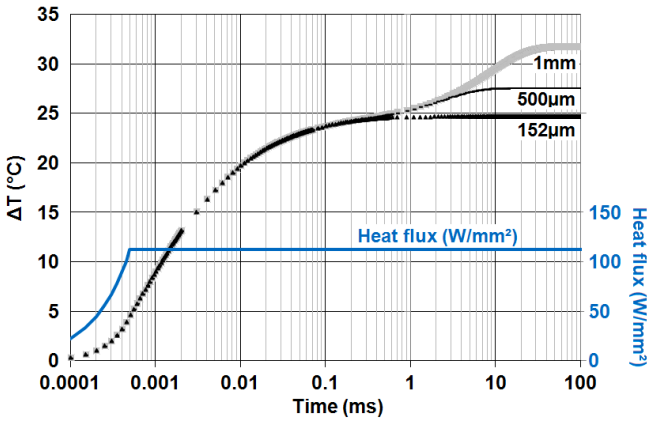


Fig. 12: Influence of the substrate thickness (152, 500 and 1000 µm) on the time dependence of thermal transients of the photodiode junction. Calculated for junction diameter 32 µm and substrate diameter 450 µm. Time scale is logarithmic, as in Fig. 6

SUMMARY

We present a quantitative investigation of the AM-to-PM characteristics of two commercial P-I-N InGaAs photodiodes, both as concerns the static and transient behaviours. The applied bias voltage appears to control the linear and quadratic coefficients of the stationary Φ *vs* P_{opt} dependence, with the important consequence that one can adjust at will, through the applied bias voltage, the optical power at which the AM-to-PM slope cancels. Contrary to [6], no close link is found between the zero-slope and the saturation optical power. The multiple zeroes, expected and observed in the case of femtosecond pulses [4], [5], are not observed here. After a sudden change of the optical power, an immediate phase change occurs, with the sign expected due to space charge effects, followed by an opposite sign monotonous evolution of the phase at time scales between 10 µs and 1s. Qualitative agreement with results of numerical simulations suggests that the latter evolution involves the heating of the photodiode junction by the Joule dissipated power, and cooling by conduction through the InP substrate. Similar transients, known as "memory effects", have been reported in the context of the thermal management of power amplifiers [15]. But, to our knowledge, memory effects had not been reported previously for photodiodes. The fact that the transient effects we observe are typically an order of magnitude smaller than the static effects may explain why they have not been detected in [4]. Both transient and static AM-to-PM effects depend on the applied bias voltage in a way which allows to cancel the power-to-phase coupling. This gives the opportunity to reduce or cancel the associated noise and systematics by operating at the appropriate bias voltage, instead of adapting the value of the optical power as suggested in [4, 5, 6], which is at best a constraint, and can even be inapplicable in the case where large optical power variations are required.

These results show that the bias voltage is a critical parameter in finding the appropriate conditions for low phase noise microwave photonic links, or high accuracy phase measurements of microwave optical signals.

ACKNOWLEDGMENT

We thank F. Bondu and A. Brillet for comments and suggestions.

REFERENCES

[1] G. C. Valley, "Photonic analog-to-digital converters," *Opt. Exp.*, vol. 15, no. 5, pp. 1955-1982, Mar. 2007.

[2] E. Rubiola, E. Salik, N. Yu and L. Maleki, "Flicker noise in high-speed p-i-n photodiodes," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, no. 2, pp. 816-820, Feb. 2006. DOI: 10.1109/TMTT.2005.863062

[3] E. N. Ivanov, S. A. Diddams, L. Hollberg, "Study of the excess noise associated with demodulation of ultra-short infrared pulses," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Control*, vol. 52, no. 7, 1068-1074, Jul. 2005.

[4] W. Zhang, T. Li, M. Lours. S. Seidelin, G. Santarelli and Y. Le Coq, "Amplitude to phase conversion of InGaAs pin photo-diodes for femtosecond lasers microwave signal generation," *Appl. Phys. B*, vol 106, no. 2, pp. 301-308, Feb. 2012. DOI: 10.1007/s00340-011-4710-1

[5] J. Taylor *et al.*, "Characterization of Power-to-Phase Conversion in High-Speed P-I-N Photodiodes," IEEE Photonics J., vol. 3, no. 1, pp. 140-151, Feb. 2011. DOI: 10.1109/JPHOT.2011.2109703

[6] D. Eliyahu, D. Seidel, and L. Maleki, "RF amplitude and phase-noise reduction of an optical link and an opto-electronic oscillator," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 56, no. 2, pp. 449-456, Feb. 2008.

[7] D. Kuhl *et al.*, "Influence of space charges on the impulse response of InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, no. 6, pp. 753-759, Jun. 1992. DOI: 10.1109/50.143074

[8] K. Wu, C. Ouyang, J. H. Wong, S. Aditya, P. Shum, "Frequency response of the noise conversion from relative intensity noise to phase noise in the photodetection of an optical pulse train", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23, no. 8, pp. 468-470, Apr. 2011

[9] J. S. Paslaski, P. C. Chen, J. S. Chen, C. M. Gee, N. Bar-Chaim, "High-power microwave photodiode for improving performance of RF fiber optic links," *Proc. SPIE, Photonics and radio frequency*, Vol. 2844, Denver CO, pp. 110-119, 1996

[10] K. J. Williams, R. Esman, "Design considerations for high-current photodetectors," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 8, pp. 1443-1454, Aug. 1999

[11] H. Chen, A. Beling, H. Pan, J. C. Campbell, "A Method to Estimate the Junction Temperature of Photodetectors Operating at High Photocurrent," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, no. 12, pp. 1537-1541, Dec. 2009. DOI: 10.1109/JQE.2009.2023609

[12] D. H. Phung, C. Alexandre, M. Lintz, "A two-mode interference measurement for nanometer accuracy absolute ranging," to appear in *Opt. Lett.*

[13] J. Fatome *et al.*, "Multiple four-wave mixing in optical fibers: 1.5–3.4-THz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source," *Optics Communications* vol. 283, no. 11, pp. 2425–2429, Jun. 2010. DOI: 10.1016/j.optcom.2010.01.057

[14] S. Adachi, *Physical properties of III-V semiconductor compounds InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*, pp. 55-60, New York: Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, FRG, Sep. 1992

[15] P. Roblin, D. E. Root, J. Verspecht, Y. Ko, J. P. Tessier, "New Trends for the Nonlinear Measurement and Modeling of High-Power RF Transistors and Amplifiers with Memory Effects," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 60, no. 6, pp. 1964-1978, Jun. 2012, DOI: 10.1109/TMTT.2012.2193140

Tableau 5-2. Comparaison de l'effet AM/PM des deux photodiodes

EM4 (alimentée à 15V), et New Focus (alimentée à 4.1V)

Effet / Photodiode		EM4 (fibrée) P_{sat} 6mW P_{max} 20mW	New Focus 1417 P_{sat} 2mW P_{max} 5mW	note
effet stationnaire	*a*	3.6e-3	1.2e-3	fit cubique $ax + bx^2 + cx^3$
	b	2.86e-3	-7.3e-4	
	c	-1.05e-3	-3.37e-4	
effet retardé (ms)				
Montant	Tm1	5,1 ms	pas observé	**EM4:** Pin = 1.7 → 5mW **New Focus** Pin = 0.5 → 2mW
	fm1	-2.25e-3	< 1.5e-4	
	Tm2	78 ms	45 ms	
	fm2	-1.95e-3	-1.02e-3	
Descendant	Td1	5,5 ms	pas observé	**EM4:** Pin = 5 → 1.7mW **New Focus** Pin = 2 → 0.5mW
	fd1	3.08e-3	< 1.5e-4	
	Td2	77 ms	45 ms	
	fd2	2.14e-3	-1.65e-3	
effet retardé (µs)				
Montant	Rm	10.2 µs	7.1 µs	EM4: 4.4→2.6mW NF: 2.5→1.6mW
	fm_µs	-3.81e-3	-2.68e-4	
Descendant	Rd	10.6 µs	9.2 µs	EM4: 2.6→4.4mW NF: 1.6→2.5mW
	fd_µs	4.49e-3	3.67e-4	

5.3.4. Les corrections des défauts de phase sur les données télémétriques d'Iliade.

Le couplage AM/PM déforme le segment: pour corriger cette déformation, il faut mesurer le couplage AM/PM de l'ensemble de la chaîne électronique de mesure, puis réaliser la correction de la phase mesurée en fonction du niveau du signal. Deux corrections différentes doivent être faites: l'une pour l'effet stationnaire, l'autre pour l'effet transitoire.

5.3.4.1. Correction de l'effet AM/PM stationnaire

Dans un premier temps, nous n'avons pas réalisé que le couplage AM/PM était fonction de la tension d'alimentation de la photodiode (V_{alim}, §5.3.3.2), et nous avons travaillé à polarisation constante (V_{alim}=15V) pour les deux photodiodes (mesure et référence). L'enregistrement de la Fig. 5-27 ci-dessous est obtenue en utilisant les deux amplificateurs HF Miteq LCA et en tournant une lame λ/2 juste avant le polariseur de Glan tourné de 45°, de façon à moduler la puissance dans la chaine de mesure. La courbe en rouge (polynôme $ax + bx^2 + cx^3 + offset$ où x est l'amplitude du signal de mesure à l'entrée du phasemètre) est ajustée aux données.

La dépendance, sur le montage où des amplificateurs sont utilisés, est différente de celle trouvée pour l'effet AM/PM de la photodiode seule.

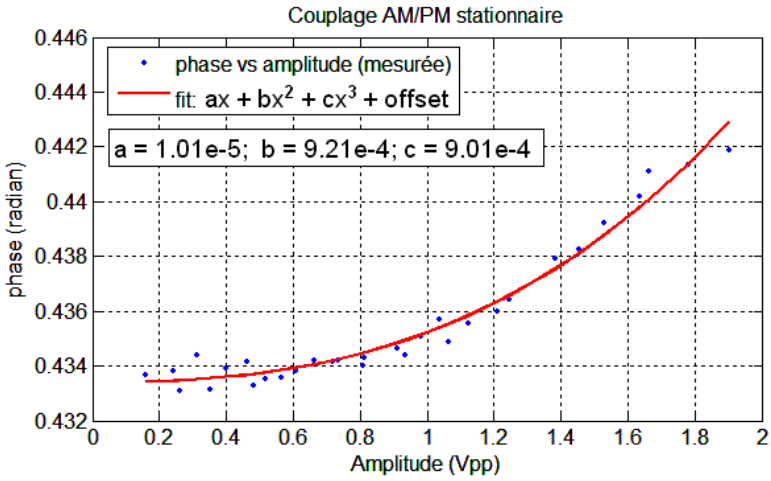


Fig. 5-27. Couplage AM/PM stationnaire, enregistré point par point, lorsque les chaines incluent les amplificateurs Miteq LCA0618.

Les photodiodes sont alimentées à 15V, l'effet de la diaphonie entre les voies est corrigé.
Le changement de l'amplitude du signal de 0 à 1.8 Vpp est équivalent à un changement de la puissance optique sur la photodiode de 0 à 0.6 mW

La Fig. 5-28 montre l'effet de la correction de l'effet AM/PM avec les paramètres du polynôme ajusté $ax + bx^2 + cx^3 + offset$. Les données ont été enregistrées sans saut de fréquence (la procédure télémétrique n'était pas active) et donc sans variation brusque du signal. Entre les données brutes et les données corrigées (Fig. 5-28(a) et (b)) la courbure du segment a été réduite par au moins un facteur 10.

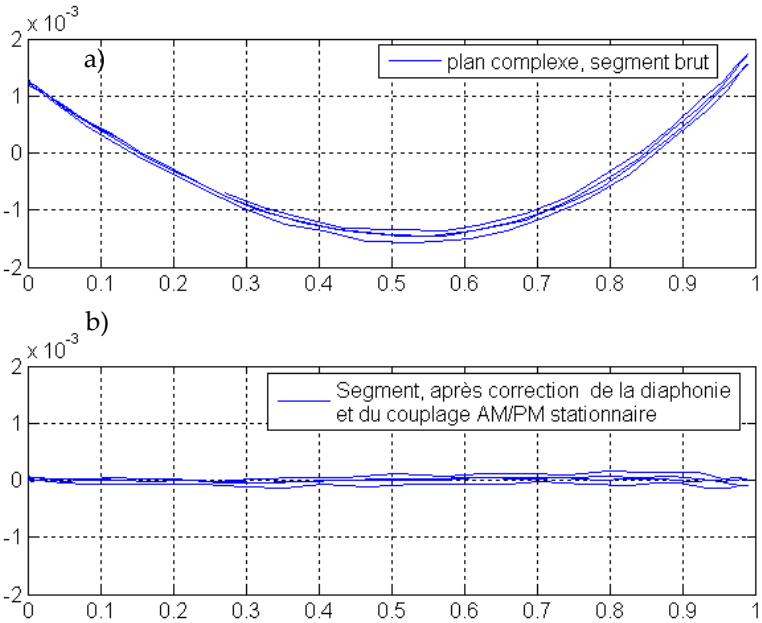


Fig. 5-28. Correction de la courbure du segment

Zoom sur le plan complexe: les abscisses allant de zéro à 1, correspondent à un signal de mesure passant de 0.4 à 1.5 Vpp (puissance optique de 0.13 à 0.5 mW).

a): données brutes obtenues en balayant ν_{opt} de 100 MHz en 30 s;

b) données corrigées de la diaphonie et du couplage AM/PM mesuré auparavant.

5.3.4.2. Correction de l'effet AM/PM transitoire ms

La Fig. 5.28 montre qu'enregistrer le comportement de la phase de façon lente (par exemple en tournant une lame λ/2 pour faire varier la puissance) permet ensuite de corriger le couplage AM/PM (quasi) stationnaire. Mais on ne peut pas attendre que cette même correction donne d'aussi bons résultats en présence de variations de signal à courte échelle de temps. En effet, nous savons que l'effet mesuré aux temps longs est la somme

- d'un effet dominant, "instantané", c'est-à-dire à des échelles de temps <<µs. (voir les échelles sub-nanosecondes dans [Zhang 2012], [Taylor 2011])

- d'un effet de durée typiquement microseconde, donc aux échelles de temps de la procédure télémétrique : cette contribution, et sa correction, seront abordées au § 5.3.4.3

- de contributions de durées typiquement millisecondes (cf § 5.3.3.1, Fig. 5 et Fig. 6). Cet effet est pratiquement parvenu à son état stationnaire dans les enregistrements lents, mais il est absent à l'échelle de quelques microsecondes. C'est la raison pour laquelle, sur la Fig. 5-29 b (où les variations ont lieu à l'échelle de 135 µs) la correction stationnaire est exagérée, alors qu'elle appropriée au cas où les variations sont lentes (à l'échelle de la dizaine de secondes, Fig. 5.28). Il faut donc en tenir compte de cette différence. Nous en tenons compte en affectant la correction "stationnaire" d'un coefficient un peu différent de 1. Il apparaît qu'un coefficient de 0.92 donne une correction appropriée de la phase :

$$\Delta\varphi \quad \Rightarrow \quad \Delta\varphi + 0.92(ax + bx^2 + cx^3) \qquad (5\text{-}7),$$

où x est le niveau du signal, et a, b et c sont tirés de la mesure de l'effet AM/PM stationnaire. Il reste alors à corriger l'effet microseconde.

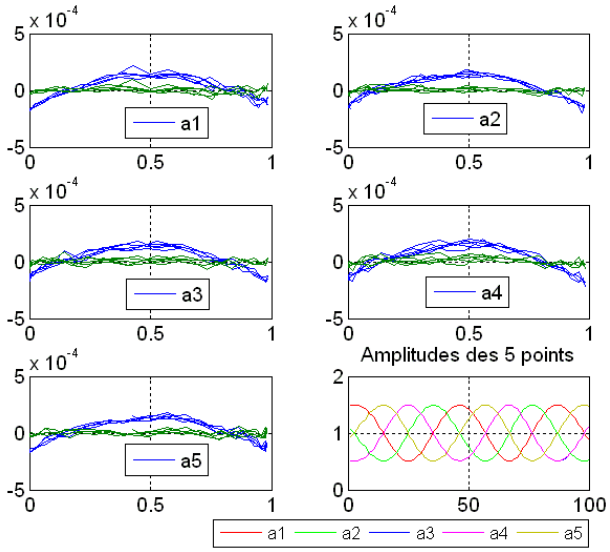


Fig. 5-29. Les segments enregistrés avec une procédure d'acquisition ralentie.
Segment enregistré par la procédure à 5 points (ISL = 40 MHz), mais selon une séquence où la cadence des points a_i, a_{i+1} , a_{i+2} … est de 135µs de façon à ne pas être sensible aux transitoires microsecondes (cf 6.6): on voit qu'avec la correction "stationnaire" (segments en bleu), ces données sont sur-corrigées.
Une correction adaptée (segments en vert) est trouvée en affectant la correction "stationnaire" d'un facteur 0.92

5.3.4.3. Correction de l'effet AM/PM transitoire µs

Nous avons vu que l'hystérésis observée sur quatre des 5 segments créés par les 5 vecteurs de la procédure télémétrique nous suggère un effet AM/PM transitoire à l'échelle des 15 µs qui séparent deux mesures élémentaires. Les observations du §5.3.3.1 confirment que dans les photodiodes EM4 et New Focus il y a un effet transitoire dont l'amplitude est de quelques 10^{-3} radian et de constante de temps ≈10.5 µs (Fig. 8, page 86). Cette constante de temps a été mesurée en changeant le niveau DC qui contrôle la puissance du signal RF envoyé au modulateur acousto-optique (schéma Fig. 4.1), de façon à changer la puissance optique, la fréquence f_{AOM} restant fixée à 160 MHz.

On peut schématiser l'évolution de la phase pendant la procédure de mesure télémétrique par la Fig. 5-30, ci-dessous, où on suppose

- d'une part que le segment est radial (idéalement il n'y aurait donc pas de variation de la phase associée à une variation de signal),

- et d'autre part qu'une variation de l'amplitude du signal engendre d'abord une variation instantanée de la phase, suivie d'une variation retardée (de nature thermique).

Les changements de niveau du signal sont déclenchés par les décalages de la fréquence de la source, donnés (à un facteur 2 près du fait du double passage) par les décalages de la

fréquence du signal RF envoyé à l'AOM suivant la séquence: 160 MHz, 160 MHz – *ISL*/8 160 MHz + I*SL*/8, 160 MHz – *ISL*/4, 160 MHz + *ISL*/4. Pour les points a4 et a5, les fréquences diffèrent de *ISL*, donc la phase interférométrique est la même: les signaux ont donc même niveau.

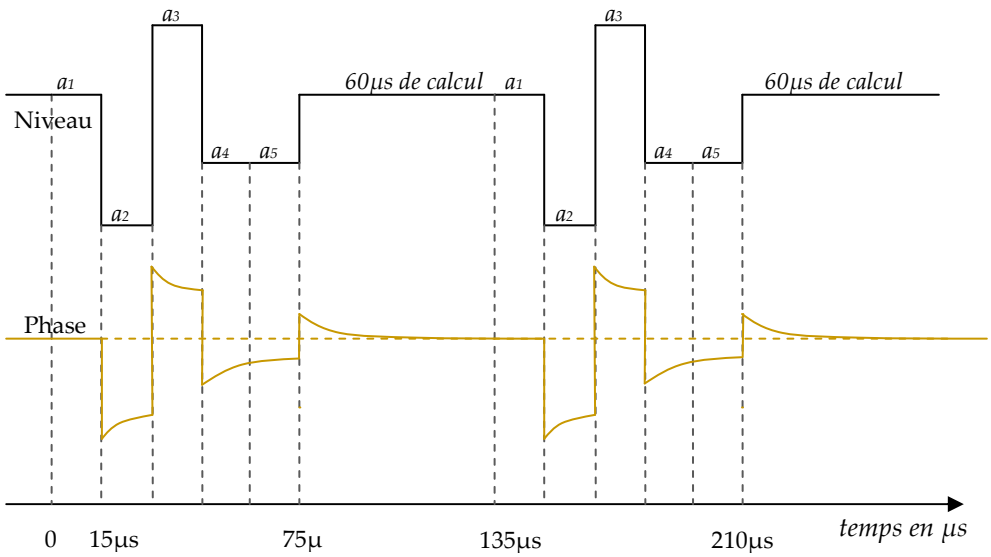
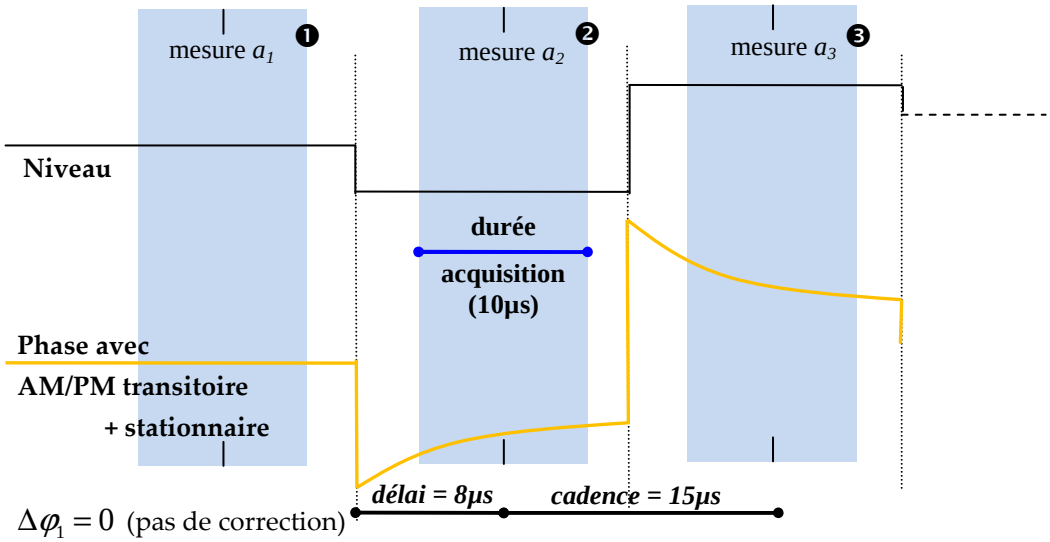


Fig. 5-30. Effets instantané et retardé du couplage amplitude/phase dans la procédure de mesure télémétrique

Dans un montage sans amplificateurs HF l'effet transitoire vient essentiellement de la photodiode. Il est lié à l'effet thermique associé la puissance dissipée $V_{alim} \times I_{photo}$. Nous avons donc pris un modèle de correction qui utilise la différence de l'amplitude des points mesurés, proportionnelle à la variation de la puissance dissipée sur la jonction de la photodiode.

Parce que la mesure du point a1 est faite 70 µs après le changement du niveau, on considère que a1 est mesuré à l'état stationnaire, l'effet transitoire ayant atteint son état stationnaire. De fait, les segments de a1 n'ont jamais montré d'hystérésis. Pour cette raison, nous ne faisons pas de correction de l'effet transitoire µs sur a1. La Fig. 5-31 ci-dessous représente le modèle de correction de l'effet transitoire dans la photodiode.



$$\Delta\varphi_1 = 0 \text{ (pas de correction)}$$

$$\Delta\varphi_2 = f(A_2 - A_1)\theta \exp(-délai/\tau)$$

$$\Delta\varphi_3 = \Delta\varphi_2 \exp(-cadence/\tau) + f(A_3 - A_2)\theta \exp(-délai/\tau)$$

$$\Delta\varphi_4 = \Delta\varphi_3 \exp(-cadence/\tau) + f(A_4 - A_3)\theta \exp(-délai/\tau)$$

$$\Delta\varphi_5 = \Delta\varphi_4 \exp(-cadence/\tau)$$

Fig. 5-31. Le modèle de correction de l'effet AM/PM transitoire µs sur la phase mesurée en sortie d'une photodiode (montage sans amplificateurs HF)

❶ (❷,❸,…) : commande de la mise à jour f_{AOM} = 160MHz+ISL/8 (-ISL/8, ISL/4,…). La mise à jour de la fréquence optique de la source n'est effective que ≈2 µs plus tard, du fait du retard dans l'AOM. $\theta = (\tau / durée)(e^{durée/\tau} - e^{-durée/\tau})$ est un facteur qui tient compte de la durée finie de la détection et f est le coefficient linéaire (l'équivalent du coefficient a dans le cas de l'effet stationnaire).

Nous avons appliqué ce modèle de correction sur les segments enregistrés par la procédure de mesure télémétrique avec la constante de temps de 10.5 µs mesurée et pour différentes valeurs du produit $f \times \theta$, mais les effets transitoires sur les segments ne sont pas bien corrigés. Une bien meilleure correction est trouvée pour une constante de temps de 22 µs. La Fig. 5-32 ci-dessous présente les segments sans et avec la correction utilisant la constante de temps de 22 µs.

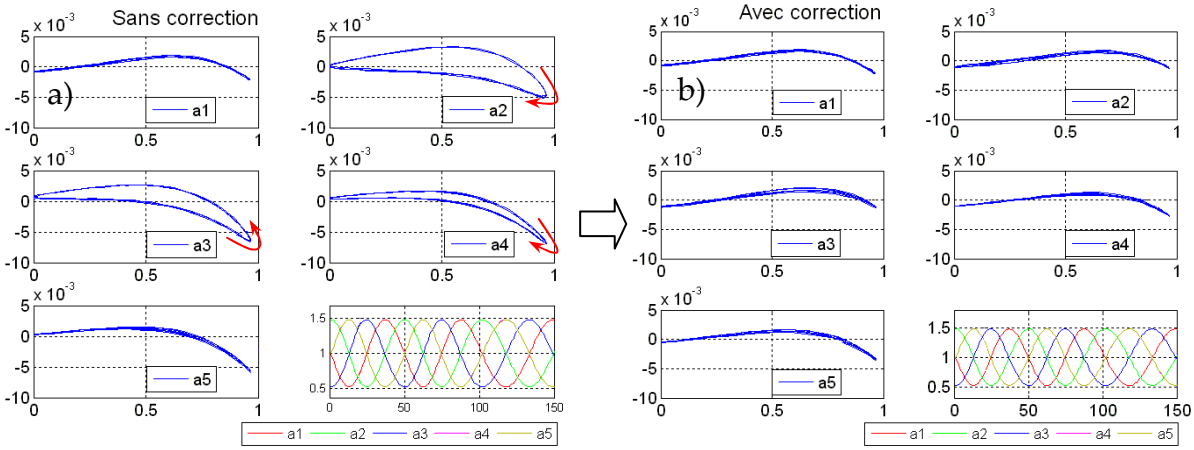


Fig. 5-32. Correction de l'effet AM/PM transitoire dans la photodiode EM169 polarisée à 15 V

(a) sans correction; (b) avec correction, pour les valeurs $\tau = 22$ µs, et $f \times \theta = 0.0115$

Sur (a) et (b), les paramètres du "zoom" (cf 5.1.1) de (a)-a1 sont repris pour tracer les segments (a)-a2 à a5 et (b)-a1 à a5. Sur les figures, le changement du segment de 0 à 1 correspond à un changement de la puissance optique de 1 à 3 mW sur la photodiode

Sur la Fig. 5-32(a), on voit bien que le couplage AM/PM transitoire donne non seulement des hystérésis sur segments, mais également change l'orientation du segment. Les signes de l'hystérésis sur a2 et a3 sont opposés, l'hystérésis est maximum sur a2. Sur a5, il nous semble que l'hystérésis est nulle, mais on voit bien un changement de son orientation par rapport au segment a1. On ne peut pas dire que le segment a5 soit tout à fait à l'état stationnaire.

Il est clair, d'après la Fig. 5-32, que notre modèle exponentiel (Fig. 5-31) rend compte en grande partie de l'effet d'hystérésis. Mais il reste que

- nous ne comprenons pas que la correction (et donc le modèle de la Fig. 5.31) donne de bons résultats pour une constante de temps de 22 µs et non de 10 à 11 µs comme dans les mesures faites de façon dédiée (§ 5.3.3.1)

- d'autre part la correction améliore (diminue) l'hystérésis par un facteur de l'ordre de 10, mais ne parvient pas à l'éliminer totalement, ni à obtenir des orientations identiques pour les cinq segments de Fig. 5-32 (b). On remarque que l'évolution calculée pour l'échauffement de la jonction n'est de toutes façons pas strictement exponentielle (cf §5.3.3.1, Fig. 11).

Une autre façon d'aborder le problème consiste à réduire l'importance de l'effet AM/PM à corriger. Pour cela il y a plusieurs possibilités:

- utiliser des amplificateurs HF et réduire la puissance optique sur les photodiodes

- ralentir la cadence d'enregistrement des données, pour que les transitoires soient essentiellement amortis,

- baisser la tension d'alimentation de la photodiode (§5.3.3.1).

Si on utilise l'amplificateur HF LCA entre la photodiode et le mélangeur afin de travailler à basse puissance optique (0.4 mW au lieu de 2 mW), l'effet transitoire est un peu différent. Dans ce cas l'effet transitoire dans la photodiode est diminué de façon importante, mais

l'amplificateur apporte son propre effet transitoire, connu sous le nom d' "effet mémoire". On observe un comportement qualitativement voisin : l'effet stationnaire est de signe opposé à celui de la photodiode seule mais les "effets mémoire" dans l'amplificateur de la chaine de mesure sont prépondérants, et dominent l'effet retardé dans la photodiode. Les mesures utilisant l'amplificateur Miteq LCA, montrent un comportement retardé *du même signe* que le comportement instantané (Fig. 5-33), donc de même signe que l'effet retardé dans les photodiodes EM169, mais ≈ 4 fois plus faible, cf. §5.3.3.1, Fig. 8.

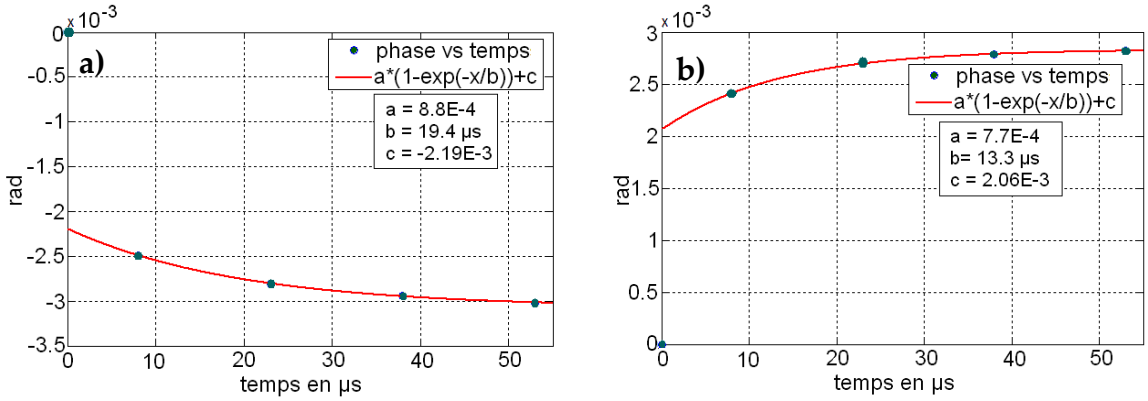


Fig. 5-33. Evolution de la phase sur un montage utilisant les amplificateurs HF Miteq LCA, après un changement du niveau par un facteur 1,7 à *t* = 0.

La procédure télémétrique est désactivée, et le signal RF adressé au modulateur acousto-optique

a) est diminué à *t* = 0 ; b) est augmenté à *t* = 0

Points : phase de a1 (à t= 0, pris comme référence), a2, a3, a4 et a5. Courbe : exponentielle ajustée.

Les résultats montrent que les deux constantes de temps (en descendant et montant le niveau du signal) sont différentes: 19 µs et 13 µs, respectivement. L'effet instantané est inchangé par rapport au cas sans amplificateur.

Le modèle utilisé pour rendre compte de l'effet AM/PM dans les amplificateurs HF utilise, non pas la différence d'amplitudes $\left(A_{i+1} - A_i\right)$, cf Fig. 5-31, comme dans le cas des photodiodes EM4 et New Focus, où la puissance dissipée est proportionnelle au signal optique, mais la différence des puissances électriques $\sim\left(A_{i+1}^2 - A_i^2\right)$ des signaux. En effet la puissance à prendre en compte n'est plus la puissance dissipée dans la jonction de la photodiode, mais la puissance dissipée dans les circuits HF, puisque leur contribution domine celle de la photodiode. Le modèle de correction $\sim\left(A_{i+1} - A_i\right)$ ne donne d'ailleurs pas de bons résultats.

Dans ces conditions, nous avons lancé la procédure télémétrique d'Iliade, puis corrigé les données. Les figures ci-dessous représentent les aiguilles obtenues en balayant la longueur à mesurer *L* de quelques µm en environ une minute.

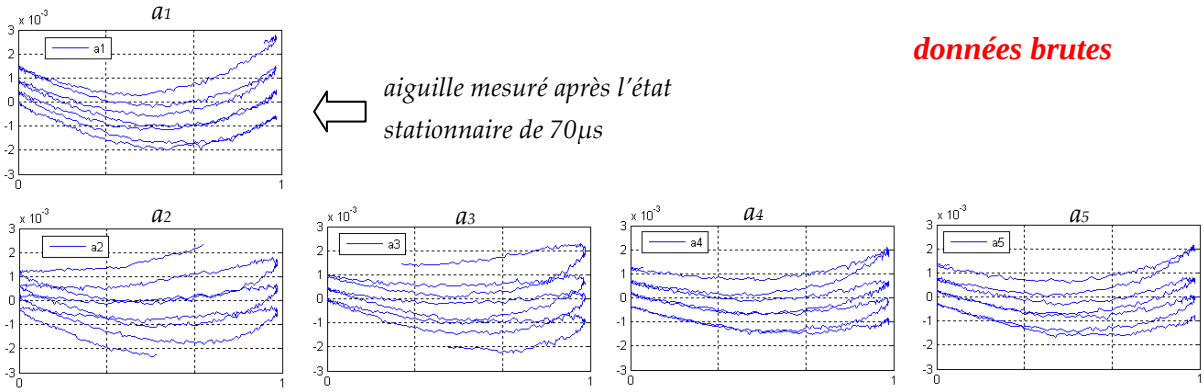


Fig. 5-34. Les aiguilles enregistrées avec l'amplificateur HF Miteq LCA, données brutes

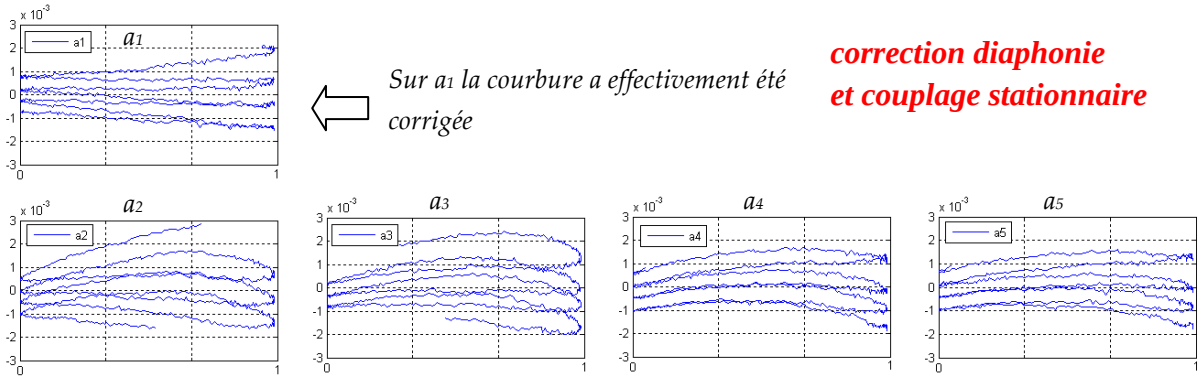


Fig. 5-35. Les aiguilles enregistrées avec l'amplificateur HF Miteq LCA,
avec la correction de la diaphonie (4 paramètres) et du couplage AM/PM stationnaire (trois paramètres de polynômes et un facteur global de 0.94).

Après la correction de la diaphonie et la correction de l'effet AM/PM stationnaire (Fig. 5-35), les aiguilles du vecteur $\vec{a}_1$ sont sans courbure, sans hystérésis, et sont utilisables pour la procédure télémétrique. Par contre, les aiguilles des autres vecteurs restent déformées, au point que la procédure présentée au §3.3.1 ne peut converger vers la bonne valeur de la phase synthétique. En effet les aiguilles successives se recouvrent, et donc la déformation du signal est au moins égale à 10^{-4} cycle: les données $\vec{a}_{2\ \grave{a}\ 5}$ du signal ne sont pas utilisables. Enfin, si on applique la correction de l'effet transitoire, on obtient des aiguilles bien droites: les hystérésis visibles sur les aiguilles créées par $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$, $\vec{a}_4$, $\vec{a}_5$ sont suffisamment bien corrigées pour que les aiguilles successives soient bien séparées, et donc exploitables.

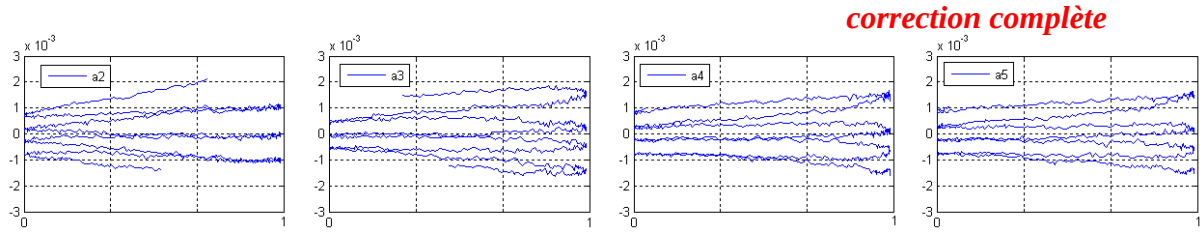


Fig. 5-36. Les aiguilles enregistrées avec l'amplificateur HF Miteq LCA, avec la correction de l'effet transitoire µs (avec 3 paramètres).

En utilisant ce modèle de correction, et en l'appliquant à un grand nombre de données du signal télémétrique, un certain nombre de résultats de la mesure de longueur sont clairement décalés de $\pm\lambda_{opt}$, cf §6.2.2, mais ce n'est qu'une faible fraction des cas: la procédure télémétrique aboutit avec un taux de convergence de 86.6%. Il est impératif d'effectuer ces corrections: sans cela les erreurs sur la longueur mesurée sont de plusieurs dizaines de µm.

Actuellement, le traitement des données du signal microonde n'est pas réalisé en temps réel, mais par un PC après transfert des données: la vitesse de calcul n'est donc pas un problème. Mais à terme, il faut que tous les traitements et calculs soient intégrés dans une électronique programmable de type FPGA: il serait donc préférable que la correction des effets transitoires ne soit pas nécessaire. Au §6.6 je présente les tests dans lesquels j'ai ralenti la cadence d'acquisition pour que chacun des 5 points soit proche de l'état stationnaire: ces tests confirment que l'hystérésis est liée à un comportement du signal à courte échelle de temps.

5.4. Défaut sur la mesure d'amplitude – la saturation

Chaque chaine de mesure se compose d'une photodiode, d'amplificateurs HF, RF, d'un mélangeur, et d'un numériseur. Chacun de ces composants génère une saturation. Parce que le signal de mesure change beaucoup (un facteur 3 en amplitude entre le maximum et minimum sur le segment radial) ces défauts déforment le signal. Sur le plan complexe, la saturation ajoute une courbure sur le segment et change la longueur du segment. La figure 5-37 ci-dessous montre des segments enregistrés à très forte puissance, sur lesquels la courbure est évidente. La puissance optique du faisceau qui entre dans la photodiode est de l'ordre de 6 mW.

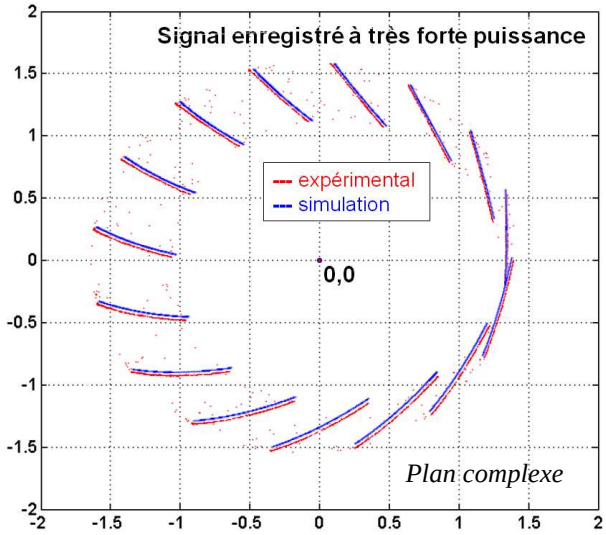


Fig. 5-37. Segments enregistrés à très forte puissance

La fréquence du laser maître est balayée alors que la cible est immobile, en 15 positions différentes, séparées de 0.25 mm. La procédure télémétrique n'est pas active (les changements de fréquence du motif à 5 points n'ont pas lieu). L'acquisition des valeurs de phases et d'amplitudes est réalisée par un oscilloscope. La simulation est faite avec $\varepsilon = 0.15$, la saturation et le couplage AM/PM stationnaire sont simulés par des polynômes de degré 3

Il y a les deux types de défaut qui affectent le segment : la saturation et le couplage AM/PM stationnaire. Dans une partie du plan complexe, les deux effets se compensent: quasi-absence de courbure. La simulation (les points bleus) est en bien en accord avec l'enregistrement expérimental.

Non linéarité du mélangeur de la chaine de mesure

Dans la chaine de référence les effets de la saturation sont négligeables, la puissance étant pratiquement fixe, nous avons choisi un mélangeur standard Miteq DM0520LW1. En revanche, pour la chaine de mesure nous avons choisi un mélangeur (DM0520MW1) dont la saturation est 6 fois plus faible (à puissance identique). Nous avons mesuré la saturation du mélangeur DM0520MW1 en utilisant un wattmètre microonde HP436A et un détecteur synchrone SR844 (Fig. 5-38), supposés linéaires.

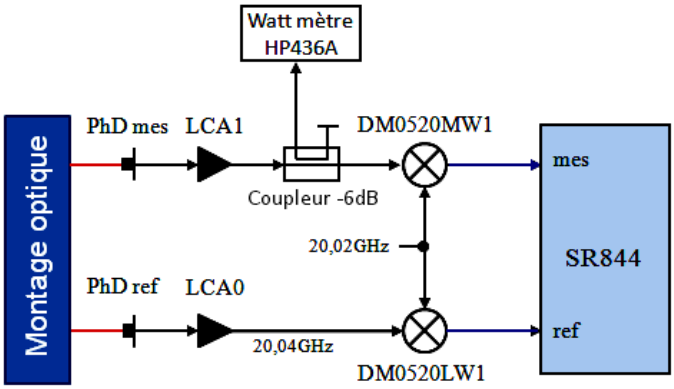


Fig. 5-38. Mesure de la saturation du mélangeur DM0520MW1

Nous avons balayé la puissance optique du signal dans la chaine de mesure, sans interférence (voie de référence masquée). La Fig. 5-39 ci-dessous représente la non-linéarité du mélangeur :

$$\frac{S_{out} - k\,S_{in}}{k\;S_{in}} \qquad (5\text{-}8)$$

où S_{in} et S_{out} sont les signaux d'entrée et sortie, et k est le gain du mélangeur.

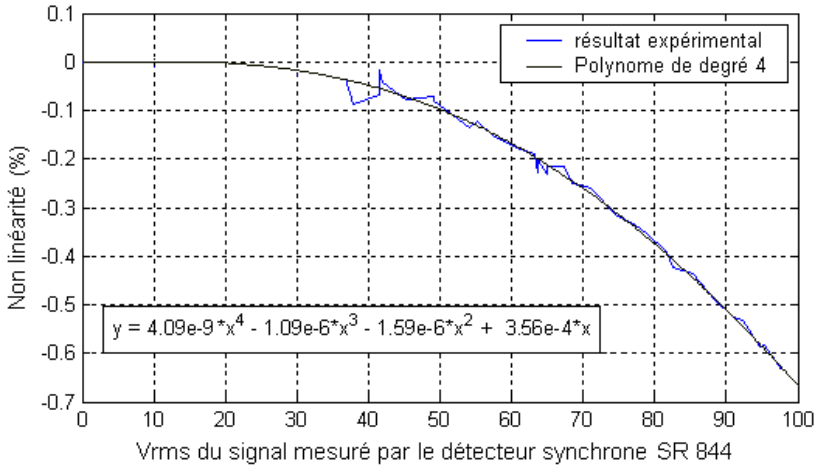


Fig. 5-39. Non linéarité du mélangeur DM0520MW1 en fonction du signal de sortie du mélangeur

En travaillant avec un signal de sortie du mélangeur $V_{rms} < 25$ mV, la saturation du mélangeur est plus petite que 10^{-4}. Du fait du gain élevé de l'amplificateur LCA, cela implique un atténuateur après l'amplificateur LCA et un amplificateur RF après le mélangeur. Disposer d'un amplificateur à gain plus faible aurait permis d'optimiser le montage.

Mesure approximative de la saturation dans la photodiode

La Fig. 5-40 ci-dessous montre l'amplitude du signal 20MHz mesuré par le phasemètre FPGA en fonction de la puissance optique sur la photodiode, mesurée par un watt-mètre optique fibré Eigenlight M420-21.

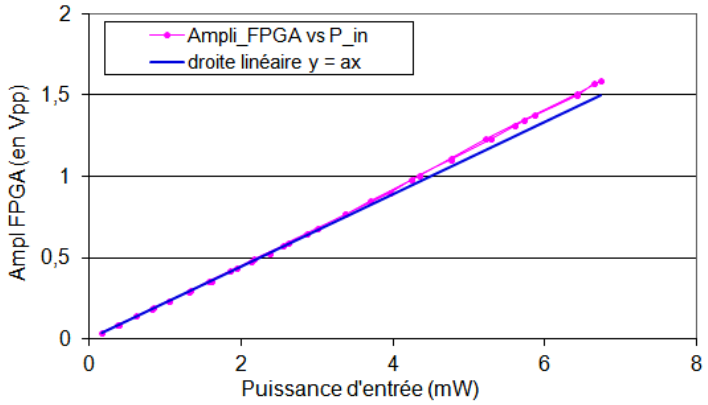


Fig. 5-40. Linéarité de la chaîne de mesure photodiode+ mélangeur + amplificateur SR445A (cf Fig. 5.19). La photodiode est polarisée sous 15 V.

On voit qu'à grande puissance optique, la sensibilité de la photodiode *augmente* avec la puissance du faisceau. Cette observation est peut-être à rapprocher de [Chen 2009] où la même tendance est observée, et où le lien avec l'échauffement de la jonction de la photodiode est clairement établi. Nous avons jugé que le couplage AM/PM était un problème plus critique, et nous n'avons pas cherché à travailler plus, à ce stade, sur la saturation.

5.5. Les dérives lentes de la phase et des amplitudes selon le temps

La chaîne électronique de mesure se compose des photodiodes, des amplificateurs haute fréquence (20 GHz), des mélangeurs, et des amplificateurs à fréquence intermédiaire (20 MHz). Tous ces composants dérivent selon le temps et selon la température ambiante. Ces dérives interviennent sur la phase et les deux amplitudes mesurées. La dérive de la phase et la dérive du rapport d'amplitudes sont équivalentes, respectivement, à une rotation globale, et une dilatation du plan complexe. La Fig. 5-41 ci-dessous montre que ces dérives excèdent 10^{-4} cycle et 10^{-4} aux échelles de temps longues (minutes). Pour éviter que les dérives affectent le résultat des mesures, *la procédure télémétrique a été conçue pour éliminer ces dérives, en reconstituant l'information télémétrique à l'échelle de quelques dizaines de microsecondes*, où le bruit est blanc, et où les dérives sont négligeables.

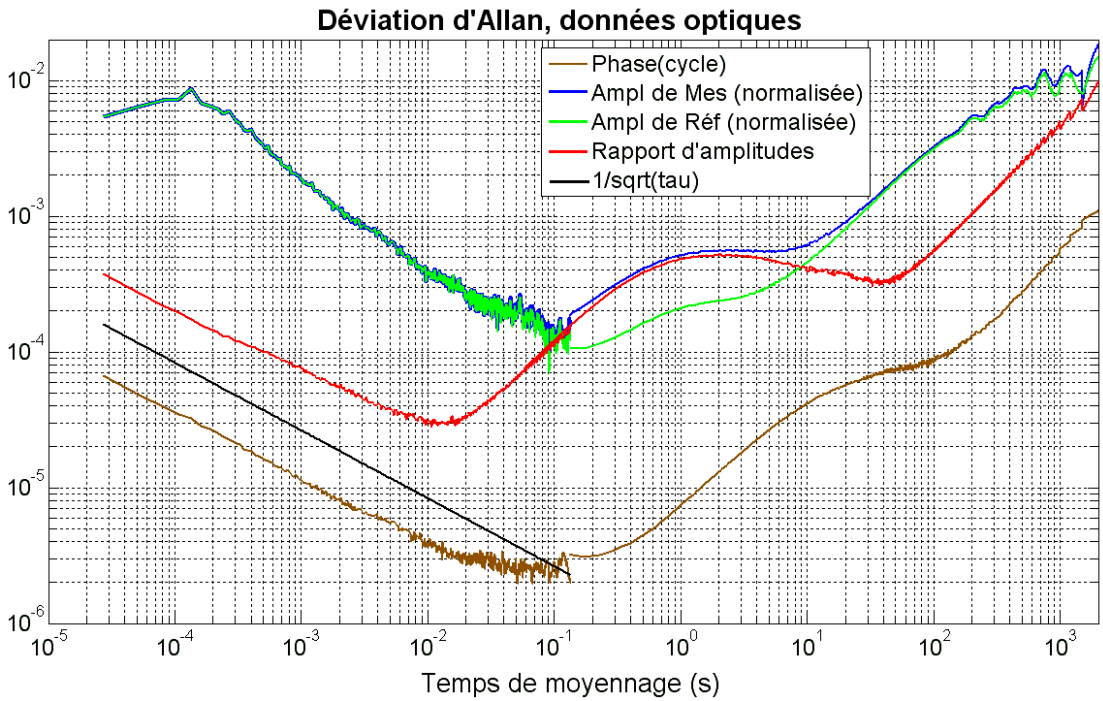


Fig. 5-41. Déviation d'Allan de phase, de rapport et des amplitudes des deux signaux

Données optiques sans interférences (voie de référence masquée).

Montage utilisant un amplificateur HF après la photodiode, puissance optique 0.4 mW

5.6. Bruit statistique de la chaîne de mesure

L'effet du bruit statistique sur l'exactitude est analysé en détail dans l'annexe A.9 (§ V). Qualitativement, de façon très approximative, on peut résumer la problématique en disant que si le bruit sur la longueur synthétique moyennée est

- inférieur à $\lambda_{opt}/2$ sur un cycle complet, alors le bruit sur la mesure de ΔL est $\approx \sigma \times \lambda_{opt}/2$: la précision interférométrique est atteinte.

- supérieur à $\lambda_{opt}/2$ après moyennage sur un cycle complet, alors le bruit sur la mesure de ΔL est $\approx \sigma/2\pi \times \Lambda$ car la procédure converge vers une valeur de ΔL fausse de $\pm\lambda_{opt}$, ou plusieurs λ_{opt} : la mesure interférométrique informe sur le déplacement de la cible, comme en télémétrie hétérodyne, mais n'apporte rien sur l'exactitude de la mesure absolue

Il faut bien sûr réaliser des conditions de mesures qui correspondant au premier cas: il faut donc augmenter le nombre N_P de cycles élémentaires jusqu'à passer nettement sous la limite de ½10^{-4}. Avec $N_P = 320$, la simulation (cf. Annexe A.9-V) indique que la convergence de la procédure est pratiquement systématique (pratiquement 100% de convergence). Ce comportement à deux régimes se retrouve, par exemple, lorsqu'on étudie la dépendance de l'erreur de mesure vis-à-vis de l'exactitude de la fréquence de battement (cf Annexe A-9.III). Un comportement analogue est observable dans les résultats de I. Coddington ([Coddington 2009], fig. 5). La Fig. 5-42 ci-dessous représente la simulation de la dépendance de l'exactitude de mesure en fonction du niveau de bruit statistique, σ (en radian).

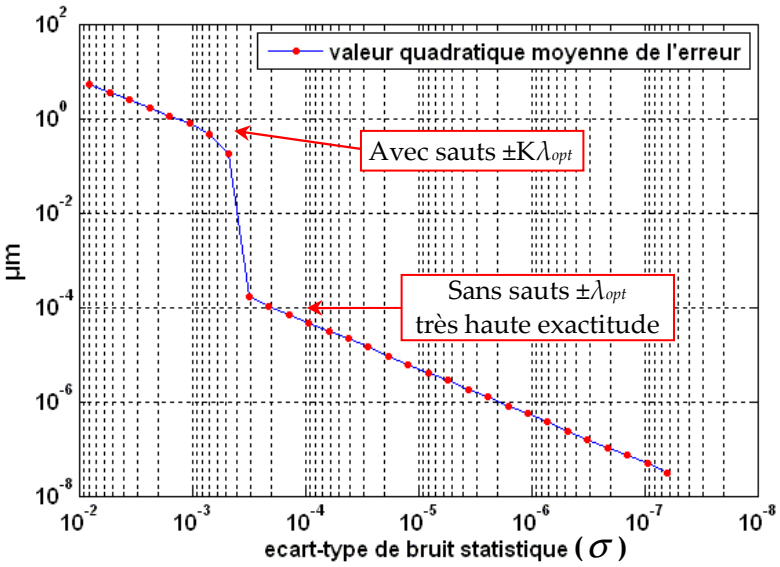


Fig. 5-42. Valeur quadratique moyenne de l'erreur en fonction du niveau de bruit statistique

L'écart-type est calculé à partir des résultats de 1000 cycles complets de mesure, un cycle complet de mesure se compose de 320 cycles élémentaires de 3 mesures.

Conclusion du chapitre 5:

Le chapitre 5 a été consacré aux défauts de notre montage télémétrique. Les parasites optiques sont notamment liés à des réflexions multiples, et nous ont conduits à utiliser des optiques prismatiques. La stabilité de la polarisation du faisceau d'entrée de l'interféromètre n'était pas assez bonne: nous l'avons améliorée grâce à un polariseur de Glan à air.

Les diaphonies électroniques (de l'ordre de quelques 10^{-3}) sont bien caractérisées par 4 paramètres (deux valeurs de phase et deux valeurs d'amplitude) et sont corrigées de façon simple et efficace.

Les couplages AM/PM stationnaire et transitoire de l'ordre de $3x10^{-3}$ sont caractérisés et décrits, par un polynôme pour le couplage stationnaire et par un modèle exponentiel pour la dépendance temporelle du couplage AM/PM transitoire.

Après les corrections des défauts sur le signal (la correction de la diaphonie électrique, la correction du couplage AM/PM stationnaire et transitoire), le signal est assez propre et nous pourrons, au chapitre 6, lancer la procédure télémétrique afin de caractériser le télémètre.

Toutefois nous verrons (§ 6.5) que le modèle exponentiel ne parvient pas encore à rendre compte et à corriger totalement les contributions liées au couplage AM/PM transitoire, conduisant à rechercher des solutions permettant à rechercher des solutions pour réduire ce défaut électronique.

Chapitre 6. Résultats obtenus avec le télémètre ILIADE

C'est dans ce chapitre que sont effectuées les vérifications du fonctionnement du télémètre Iliade. La procédure de mesure est lancée avec une voie de mesure de longueur 7.5 m. Pendant certains enregistrements, la cible est déplacée avec une vitesse de l'ordre de 0.1 µm/s.

Avant de présenter les résultats télémétriques expérimentaux, je présente le montage de façon détaillée. Ensuite je montre la stabilité des mesures de phase et d'amplitudes du signal et j'en déduis la résolution de mesure télémétrique qu'on peut attendre. Puis je montre que le bruit statistique sur les enregistrements expérimentaux correspond à ce qu'on attend.

Enfin je présente les résultats, et notamment la convergence des mesures, dans différentes mises en œuvre du montage et de la procédure télémétrique.

6.1. Montage expérimental

6.1.1. La source bi-mode

Le battement à 20.04 GHz est obtenu par verrouillage en phase de deux lasers à fibre dopée erbium KOHERAS Adjustik à 1.54µm [Fatome 2010], [Courde 2011]. Un des lasers est défaillant et ne fonctionne de façon stable que sur le réglage de puissance minimum, c'est-à-dire, probablement, en n'activant que l'oscillateur, sans activer l'amplificateur. Un BOA (booster optical amplifier, amplificateur semi-conducteur de marque Thorlabs) est utilisé pour amplifier le faisceau correspondant (Fig. 6-1).

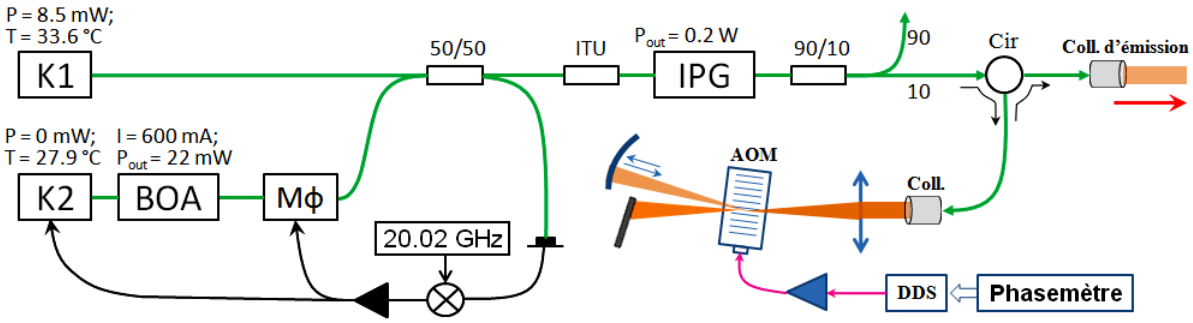


Fig. 6-1. La partie fibrée du montage Iliade

K1, K2 : lasers fibrés KOHERAS ; BOA : Booster Optical Amplifier ; MΦ : Modulateur de phase ; ITU : filtre optique à 1.542 µm ; IPG : Amplificateur optique Er:fibre ; DDS: synthèse de signal; 50/50 ou 90/10 : coupleurs optiques ; Cir : Circulateur PM ; Coll. : Collimateur; 20.02 GHz: générateur à bas bruit de phase.

La boucle d'asservissement contrôle la température et l'élément piezo du laser K2, ainsi qu'un modulateur de phase externe [Courde 2011, § 4.3.1]. Le filtre "ITU" (largeur 0.6nm, sur le canal 44) avant l'amplificateur IPG permet d'éliminer l'essentiel de la forte émission large bande des lasers Adjustik [Courde 2011, p. 113].

Le faisceau qui sort du collimateur d'émission a une puissance de l'ordre de 4 mW**.** La puissance du faisceau optique sur la photodiode de mesure est environ 0.4 mW sans interférence.

Pour balayer la fréquence ν_{opt} de la source laser, on utilise le contrôle thermique du laser maître K1 (sensibilité 4 GHz/°C).

On note qu'un dispositif, beaucoup plus simple et miniaturisable, est utilisé par Simpson et Doft [Simpson 1999]. Il utilise l'injection d'une diode laser dont le courant est modulé à la fréquence souhaitée pour le battement. Ce dispositif donne malheureusement des harmoniques observables sur le spectre de battement [Simpson 1999], et nous avons vu (§5.1.4) que le signal d'interférence à deux modes est très sensible à la présence d'harmoniques. Bien qu'il se prête de façon remarquable à la miniaturisation, ce dispositif ne semble pas, en l'état, utilisable pour la télémétrie Iliade.

6.1.2. La partie optique

Le montage est rappelé sur la Fig. 6-2 ci-dessous

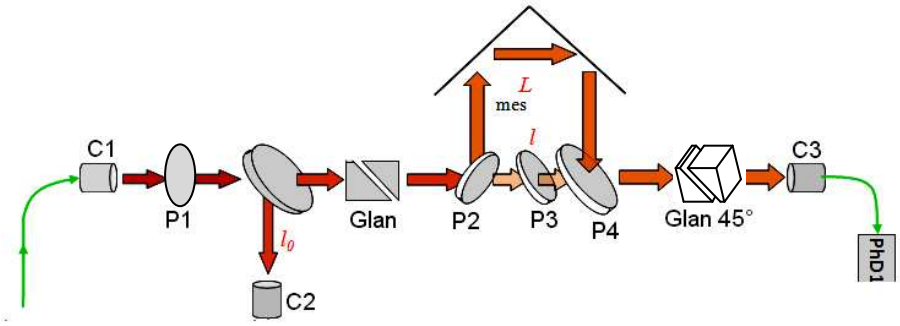


Fig. 6-2. La partie optique du montage d'Iliade

Le polariseur de Glan avant l'interféromètre est tourné afin de choisir la valeur de ε

C1..3 : collimateurs ; P1..4 : polariseurs.

Le montage n'utilise que des optiques prismatiques pour éviter les interférences parasites, qui déforment le signal d'interférence à deux modes. Malgré cette précaution le segment présente encore une légère déformation elliptique que nous ne comprenons pas, et le petit axe de cette ellipse change lors qu'on translate le coin de cube. Ce comportement est présenté sur la Fig. 6.3. La valeur du petit axe est mesuré par la méthode présentée au §5.1.1.1, qui suppose que les données ont été enregistrées selon la séquence d'acquisition "ralentie" (§6.6).

Les segments sans ellipse sont obtenus en désalignant légèrement le montage: lorsque le coin de cube est translaté verticalement vers le bas (de 0.3 mm, au point de perdre 20% du signal), on obtient un segment sans ellipticité. Cette position est reproductible.

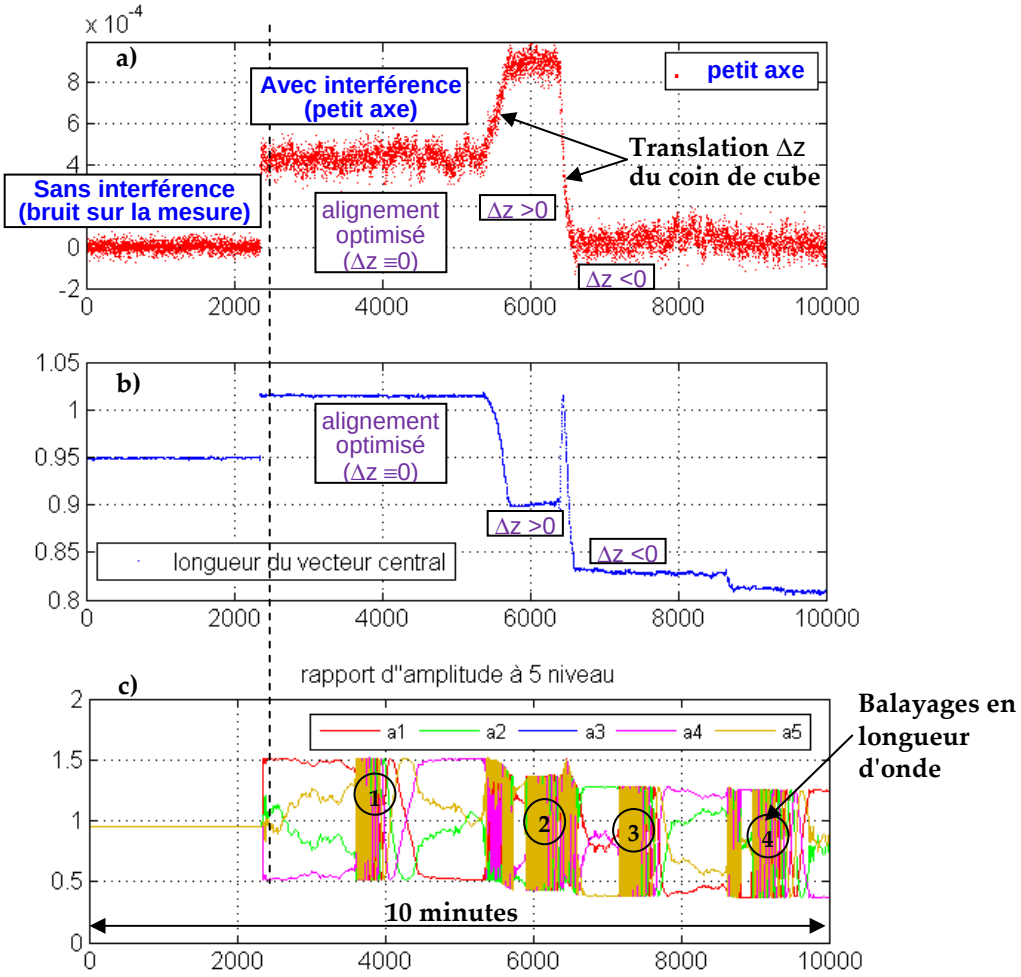


Fig. 6-3. Variations du petit axe de l'ellipse en désalignant le coin de cube

a) Valeur du petit axe (dans la partie gauche, l'interférence est bloquée, de façon à donner une idée du bruit sur la mesure du petit axe) ; b) Longueur du vecteur central a_0 ; c) Longueur des 5 vecteurs a1, …, a5 . Zones (1), …, (4): balayages en longueur d'onde du laser afin de voir la forme du segment (cf Fig. 6.4)

Les segments créés par le vecteur $\vec{a}_1$ dans les zones (1), …, (4) sont représentés dans la Fig. 6-4 ci-dessous. Les ellipses observées sur les segments correspondent bien aux valeurs du petit axe présentées en Fig. 6-3-a.

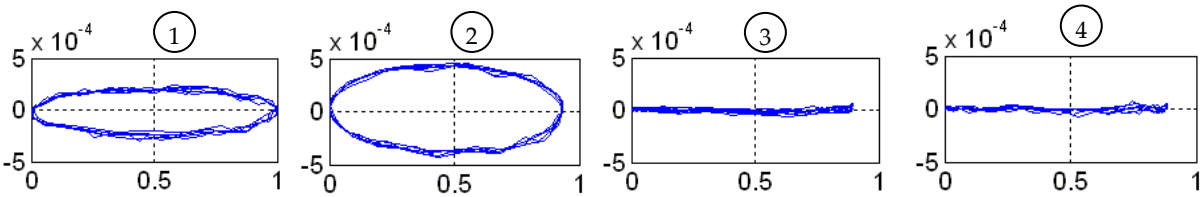


Fig. 6-4. Ellipse observée sur les segments des zones (1), …, (4), après correction de diaphonie et de couplage AM/PM stationnaire

Nous n'avons pas identifié la raison pour laquelle la déformation elliptique est fonction de la translation du faisceau de mesure. Toutefois certains résultats présentés au §5.1.2 semblent

indiquer qu'il existe un faisceau parasite proche du faisceau de mesure. Il se peut que les observations des Fig. 6-4 et 6.3-a et celles du §5.1.2 soient dues à un même faisceau parasite.

Pour vérifier la stabilité de la forme du segment, nous avons enregistré la déformation elliptique pendant une heure, la Fig. 6-5 représente la déviation d'Allan de la valeur du petit axe.

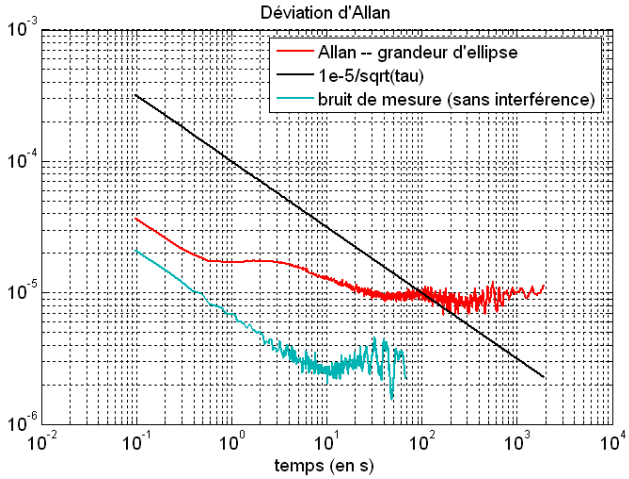


Fig. 6-5. Stabilité de la déformation elliptique (courbe rouge)

Pour comparaison, la courbe bleue, enregistrée sans interférence (voie de référence masquée), indique le bruit sur la mesure

Les données télémétriques présentées dans la suite sont prises avec l'alignement pour lequel le signal ne présente pas de déformation elliptique.

6.1.3. La partie électronique

Au §5.3, nous avons vu que les photodiodes rapides présentent un couplage AM/PM (stationnaire + transitoire) important. C'est pour réduire ce couplage par un facteur important que nous avons choisi d'utiliser les amplificateurs haute fréquence et réduire la puissance optique sur la photodiode de mesure.

Du fait du gain élevé dans les amplificateurs (18 dB à 20 GHz), nous avons ajouté des atténuateurs avant chaque mélangeur afin de diminuer les effets de couplage AM/PM et de saturation dans le mélangeur.

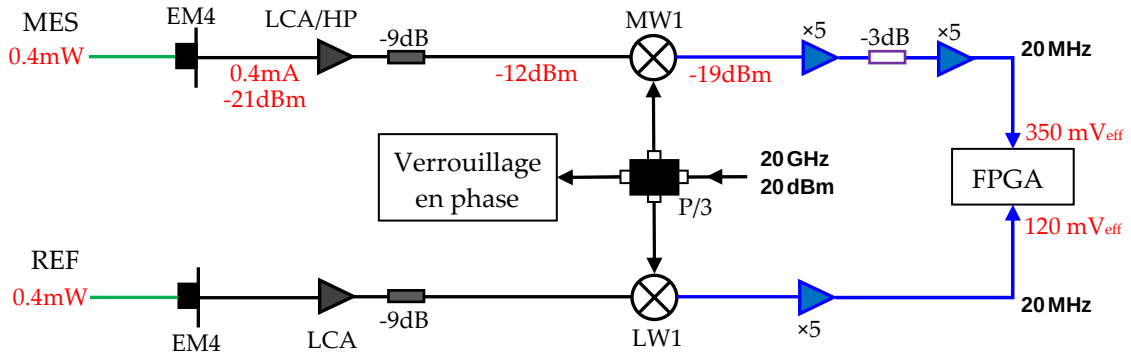


Fig. 6-6. Chaînes électronique de mesure avec les niveaux des signaux

6.2. La stabilité des mesures de phase et des amplitudes

Nous avons fait des mesures de la stabilité avec des signaux optique et avec des signaux synthétiques (électriques) de 20 MHz. Les amplitudes et la phase relative sont enregistrées pendant 1.4 secondes et je trace les déviations d'Allan des deux amplitudes (normalisées), du rapport d'amplitudes et de la phase relative.

Le graphique ci-dessous (Fig. 6-7) permet de comparer

- la stabilité des données obtenues avec des signaux synthétiques 20 MHz (issus d'un même synthétiseur): on voit que le rapport d'amplitudes n'élimine pas de bruit pour τ <10 ms, car les signaux du synthétiseur ont un faible bruit d'amplitude. La différence de bruit entre les deux voies tient l'atténuateur -6 dB placé sur l'entrée C2 (les données de la voie C2 sont affectées d'un parasite à des fréquences de quelques Hz, dont l'origine n'a pas pu être identifiée, mais qui se trouve être éliminé en présence de cet atténuateur)

- et la stabilité de signaux optiques 20 GHz (montage de la Fig. 6-6): la stabilité d'amplitude est nettement plus mauvaise que celle des signaux d'un synthétiseur, mais le rapport d'amplitudes élimine efficacement le bruit commun. La stabilité du rapport d'amplitudes et de la différence de phase est plus mauvaise que celle des signaux synthétiques. La bosse autour de τ =1 ms peut suggérer une perturbation acoustique d'une des deux voies. Les stabilités des signaux optiques n'est pas aussi bonne que celle des signaux synthétiques.

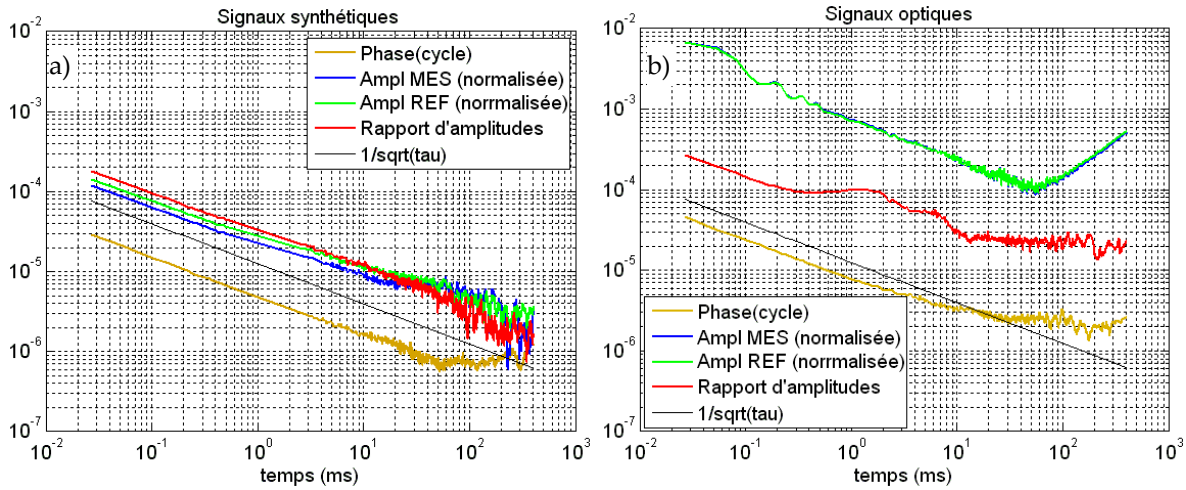


Fig. 6-7. Stabilité des données d'amplitudes, de rapport d'amplitudes, et de phase relative.
a): Un même signal 20 MHz, amplifié par deux amplificateurs SR445A, est adressé au phasemètre. b): Un signal optique 20 GHz est utilisé, suivant le montage présenté en Fig. 6-6. La voie de référence de l'interféromètre est masquée.

L'acquisition d'un cycle élémentaire de notre procédure télémétrique dure 75 µs: la procédure élimine toutes les dérives lentes (>100µs). De cette façon les données pertinentes pour la procédure télémétrique sont les stabilités à τ <100 µs,

Avec les signaux optiques (sans interférence), on observe un bruit statistique de 4.5×10^{-5} cycle et 2.7×10^{-4} à court terme de phase et de rapport d'amplitudes. Malgré ce niveau de bruit statistique, la procédure converge toujours vers la même valeur de la mesure de longueur pour Np = 320, (cf. annexe A9-V).

6.3. La résolution de la mesure interférométrique

Nous avons montré que la procédure télémétrique d'Iliade élimine les dérives lentes (aux échelles de temps supérieures à 75 µs, un cycle élémentaire d'acquisition) de phase et du rapport d'amplitude.

En convertissant le bruit observé sur les signaux sans interférence, on peut déduire la limite, sur la résolution de la mesure interférométrique, liée au bruit sur la détection du signal opto-microonde

$$\sigma_{\Delta L} = \sigma \times \frac{\overline{\lambda}_{opt}}{2S}\sqrt{\frac{2}{\pi(2+\pi)}}, \qquad (6\text{-}1)$$

où $\sigma_{\Delta L}$ est l'écart-type de bruit de la longueur mesurée, et σ est l'écart-type de bruit statistique (en radian) sur la phase du signal. Avec $2S \approx 1$, on obtient $\sigma_{\Delta L} = 0.54\mu m \times \sigma$ (radians).

La Fig. 6-8 ci-dessous représente la résolution de mesure déduite du niveau de bruit statistique observé sur Fig. 6-7(b).

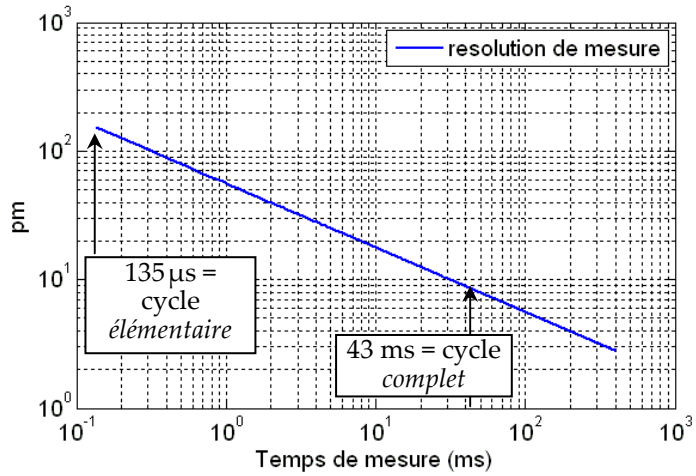


Fig. 6-8. La résolution de la mesure interférométrique

extrapolée d'après le bruit observé sur la mesure du signal optique microonde (Fig. 6.7(b)), et en considérant que deux cycles élémentaires successifs sont séparés de 135 µs.

On peut attendre une résolution de l'ordre de quelques pm à l'échelle de temps d'une seconde.

Dans ces conditions, nous avons lancé la procédure télémétrique de mesure: la Fig. 6-9 ci-dessous représente, en fonction du temps, les résultats de 320 cycles élémentaires d'un cycle de mesure complet.

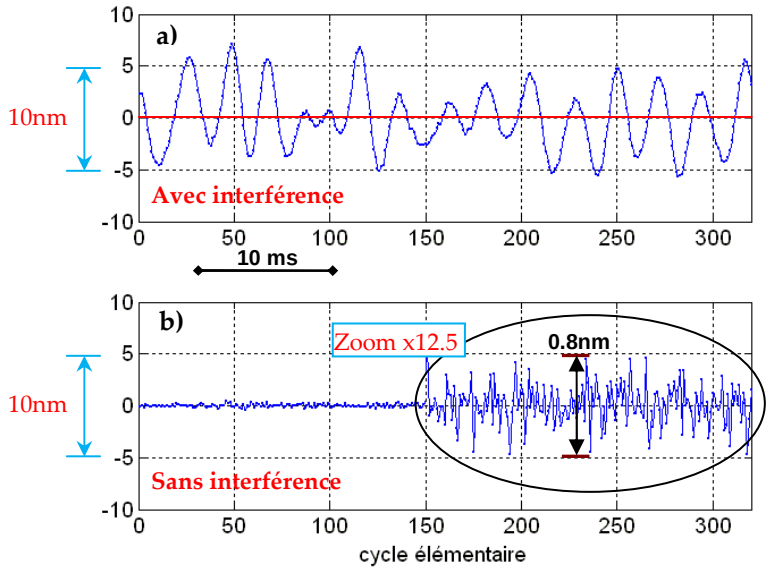


Fig. 6-9. Résultats de 320 cycles élémentaires en 43 ms

La position du coin de cube et la fréquence optique du laser sont fixes. La longueur de la voie de mesure est de $\Delta L \approx 7.5\ m$. a) Avec interférence mesure/référence: le bruit sur le chemin optique dans l'air est de l'ordre de 10 nm pic-pic. b) En masquant la voie de référence et en convertissant en données de longueur le bruit observé sur le signal enregistré.

Le laser maître n'étant pas stabilisé, on peut se demander si ce bruit sur la mesure interférométrique (Fig. 6-9(a)) est lié au bruit de fréquence du laser maître libre, abordé en annexe A3 (Fig. A3-3). Sur la Fig. 6-10 ci-dessous, je trace la densité spectrale de bruit des 320 valeurs de la longueur présentées dans Fig. 6-9(a), ainsi que la densité spectrale de bruit sur la mesure interférométrique de longueur, en supposant qu'elle est liée au spectre de bruit de fréquence du laser maître libre.

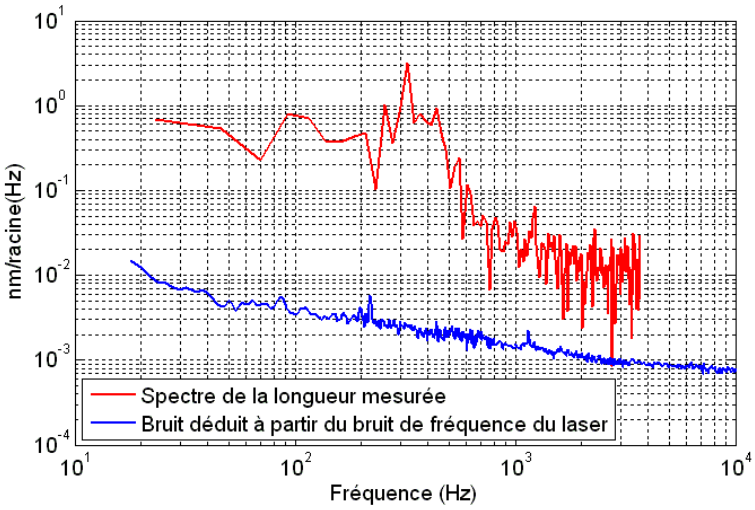


Fig. 6-10. Densité spectrale du bruit de longueur. En rouge: données de Fig. 6-9-a
Pour comparaison, la courbe bleue montre le bruit sur la mesure associée au bruit de fréquence du laser maître, pour un déséquilibre de 7.5 *m* des bras de l'interféromètre.

On constate que le bruit sur la mesure de longueur ne s'explique nullement par le bruit de fréquence du laser maître: il s'agit bien d'une variation du trajet optique. Elle vient de la perturbation acoustique associée aux ventilateurs des appareils que nous utilisons pour l'acquisition de données. Des parasites de fréquence de 150 Hz à 400 Hz ont d'ailleurs été observés sur la table du montage optique en utilisant une sonde d'accéléromètre.

Nous avons malgré tout exploité ces données interférométriques en faisant l'hypothèse que l'essentiel des perturbations acoustiques est restreint à la bande [100 Hz, 500 Hz] et peut être simulé par une somme de fonctions harmoniques dans la bande acoustique, puis soustrait. Le premier point de la déviation d'Allan du résidu donne une valeur inférieure à 150 pm pour la résolution de la mesure sur un cycle élémentaire.

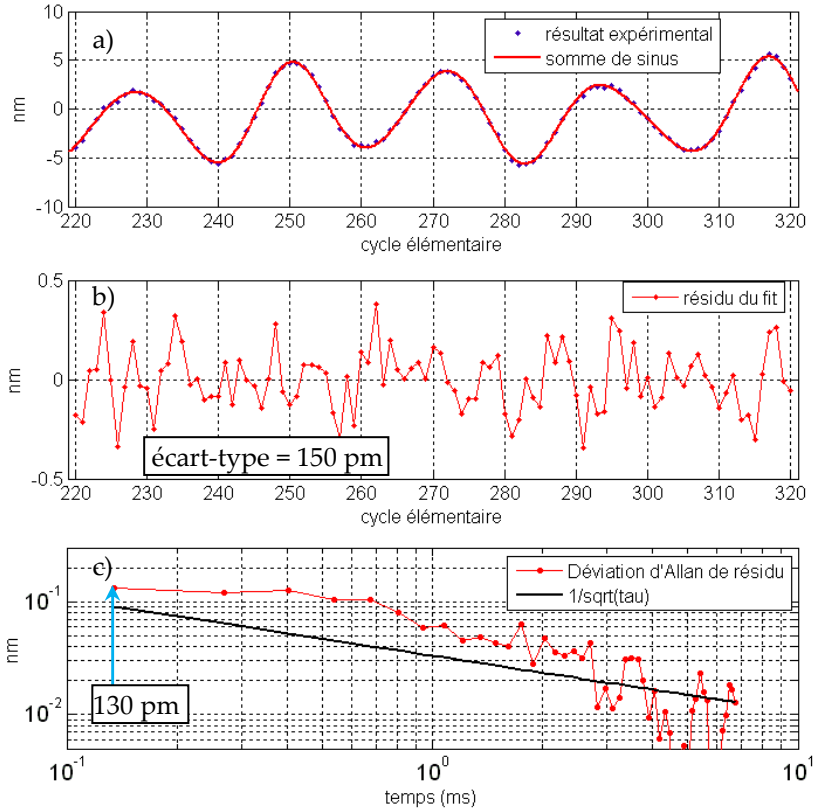


Fig. 6-11. Résultats de 100 cycles de mesure élémentaires :

a) Points bleus : données expérimentales ; Courbe rouge : ajustement par une fonction harmonique

b) Résidu ; c) Déviation d'Allan du résidu

On peut donc conclure que la résolution de notre télémètre doit être meilleure que 200 pm à l'échelle de 100 µs, et 10 pm à l'échelle d'un cycle complet de 43 ms.

6.4. Convergence de la mesure de phase synthétique

Le but de ce travail est d'atteindre des exactitudes nanométriques. Nous devons donc vérifier que la fraction des cas où la procédure converge vers une valeur de ΔL décalée de $\pm K\lambda_{opt}$ est faible. Il faut donc réaliser un grand nombre de cycles complets de mesure. Pour cela, pour perdre le moins de temps possible, je réalise l'acquisition de 85 cycles complets de mesure jusqu'à presque saturer la mémoire du phasemètre FPGA. Cela correspond à 3.6 secondes de données (un cycle complet de 320 cycles élémentaires dure 43 ms).

Avec le niveau de bruit statistique de la Fig. 6-7(b) (4.5×10^{-5} cycle sur la phase et 2.7×10^{-4} sur le rapport d'amplitudes), la simulation par Matlab nous donne un taux de convergence de 100% avec Np = 320. Avec ce niveau de bruit, je montre (Fig. 6-12 ci-dessous) un enregistrement où le taux de convergence est de 98%.

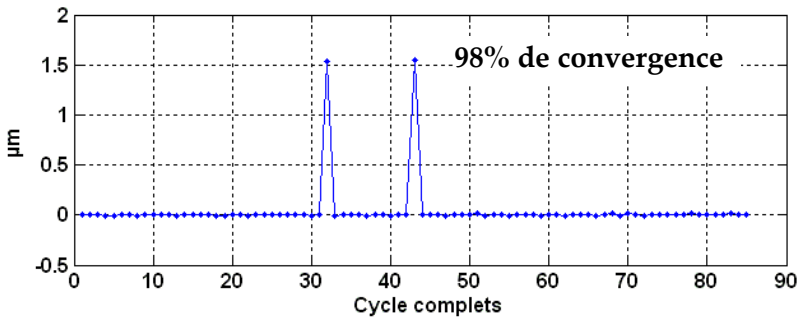


Fig. 6-12. Test du taux de convergence du résultat télémétrique.

la figure montre l'écart entre la première mesure et les mesures suivantes de ΔL . La cible est immobile. La chaine de détection est celle de la Fig. 6.6: le signal microonde est amplifié par des amplificateurs Miteq LCA0618.

6.5. L'effet de la distorsion électronique sur le résultat télémétrique expérimental

Pour quantifier l'effet des défauts et l'efficacité des procédures de correction des défauts, nous avons fait des enregistrements longs en déplaçant lentement le coin de cube cible, de quelques dizaines de µm en 10 minutes[12]. La procédure enregistre les 5 points $\vec{a}_1(v_{opt})$, $\vec{a}_2(v_{opt}-ISL/4)$, $\vec{a}_3(v_{opt}+ISL/4)$, $\vec{a}_4(v_{opt}-ISL/2)$, $\vec{a}_5(v_{opt}+ISL/2)$ en 5x15 µs. Cette acquisition est suivie de 65 µs de calculs avant un nouveau cycle élémentaire d'acquisition. Le montage est celui de la Fig. 6-6 avec l'amplificateur LCA dans la chaîne de mesure.

[12] Ces déplacements lents et réguliers sont obtenus en déformant le support du coin de cube par chauffage.

- **Amplitude efficace** des signaux 20MHz: chaîne de référence, 200 mV, chaîne de mesure (voie de mesure seule), 500mV.
- **Niveau de bruit statistique** sur les acquisitions élémentaires: Les écart-types sont de 4.5×10^{-5} cycle et 2.7×10^{-4} sur la phase et le rapport d'amplitudes, respectivement. En principe, pour ce niveau de bruit statistique on attend un taux de convergence de 100%.
- **Diaphonies électroniques** caractérisées par les 4 paramètres suivants :

  -- mesure vers référence : amplitude = 1.36×10^{-3}, phase = 1.44 radian

  -- référence vers mesure : amplitude = 5.11×10^{-3}, phase = 1.98 radian

Les formes créées par les 5 vecteurs en déplaçant la cible sont présentées dans la Fig. 6-13 afin de donner une idée sur l'ordre de grandeur des défauts sur le segment.

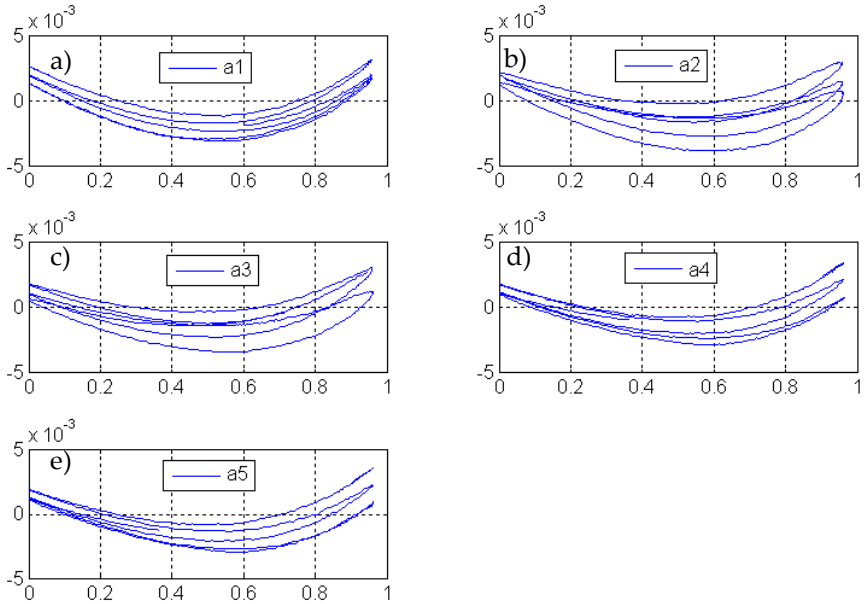


Fig. 6-13. Les signaux des 5 vecteurs, présentés de façon 'zoomée' sur le plan complexe avec la procédure d'acquisition a1, a2, a3, a4, a5.

Chaque point (cycle complet) est une moyenne sur 320 cycles élémentaires.

On observe bien la courbure (causée par le couplage AM/PM stationnaire et la diaphonie électronique) et l'ellipticité (effet transitoire, évident sur les signaux a2 et a3).

Nous réalisons en premier la correction de la diaphonie électronique avec les 4 paramètres mesurés. La correction suivante est celle du couplage AM/PM stationnaire:

$$\Delta\varphi_i = k\left(1.01\times10^{-5}\times A_i + 9.21\times10^{-4}\times A_i^2 + 9.01\times10^{-4}\times A_i^3\right),\ i = 1, 2, 3 \qquad (6\text{-}1).$$

Enfin, la correction du couplage AM/PM transitoire par une exponentielle qui converge vers la valeur stationnaire (cf §5.3.4.3).

La vitesse de déplacement est de quelques longueurs d'onde par minute. Nous avons fait un enregistrement de 5000 cycles complets en 5 minutes.

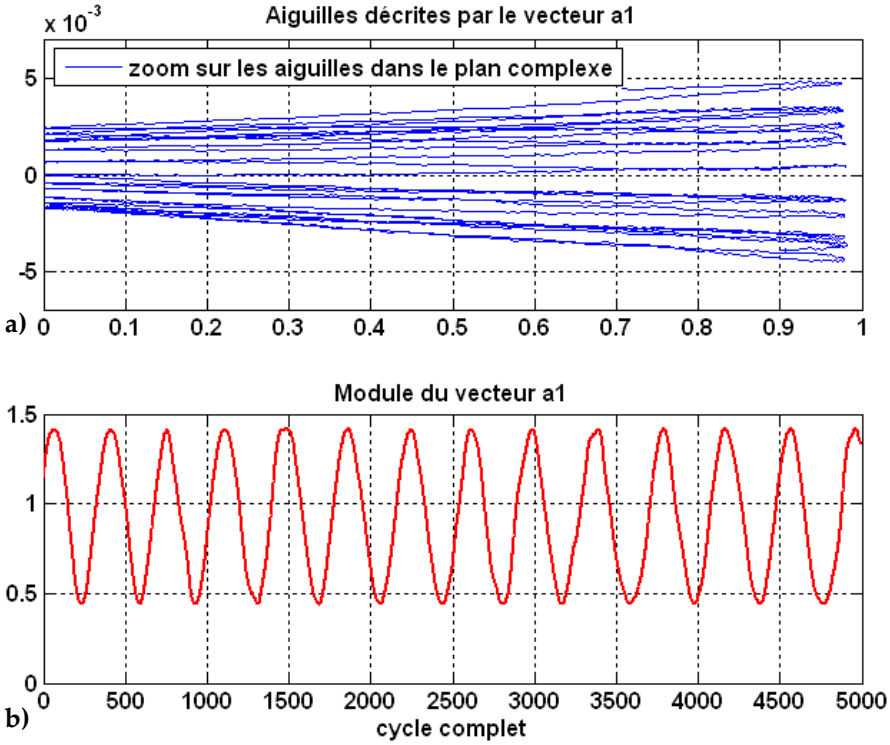


Fig. 6-14. Les aiguilles de trajectoire du signal télémétrique dans le plan complexe lorsqu'on varie la longueur de la voie de mesure de 13λ_{opt} = 20 µm en 5 minutes.

a) Zoom sur a1 dans le plan complexe b) Module de a1

Sur la représentation phase/amplitude, on voit que les aiguilles ne sont pas bien séparées: elles sont par moment superposées à cause des dérives lentes (à l'échelle 10s-1mn) de la phase dans les deux chaînes électroniques. Parce que son cycle élémentaire ne prend que ≈100 µs, la procédure de mesure télémétrique élimine très bien ces dérives lentes.

La Fig. 6-15 ci-dessous représente le résultat télémétrique de 5000 cycles de mesures complets sans et avec corrections des défauts.

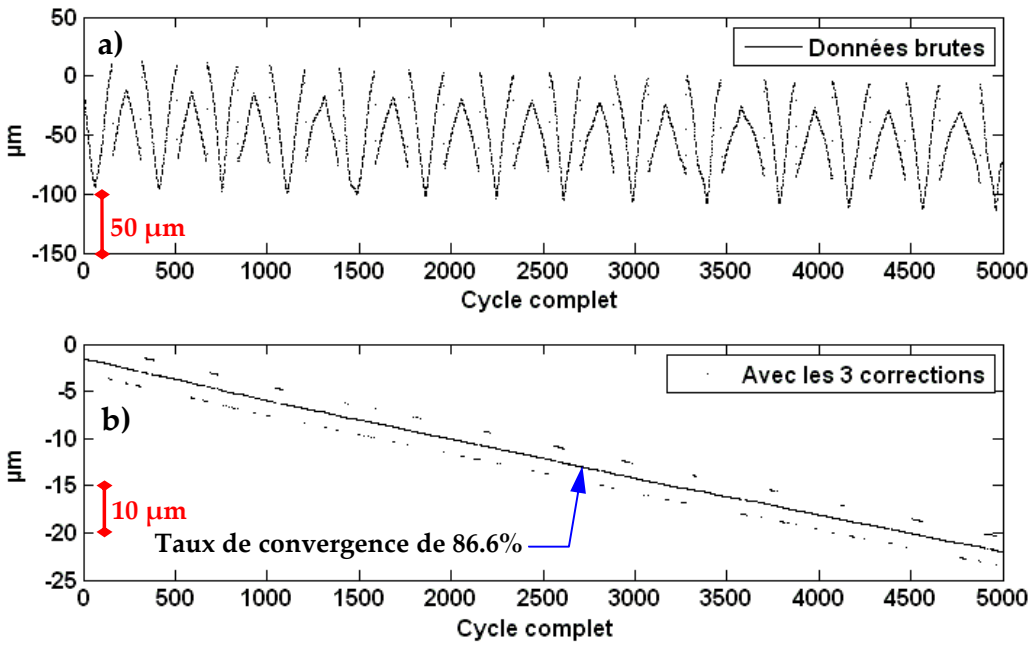


Fig. 6-15. Les résultats des 5000 cycles complets de mesure avec la procédure d'acquisition a1, a2, a3, a4, a5.

(a) sans et (b) avec les corrections des défauts électroniques.

Pour la lisibilité, les valeurs de longueur ont été décalées de ≈ 7.5 m.

Le calcul, exécuté sur Matlab, prend environ 20 ms pour un cycle complet de 320 cycles élémentaires.

Le résultat avec les 3 corrections résulte d'une optimisation portant sur le facteur k (éq. (6-1)), le facteur f et deux constantes de temps τ_M, τ_D (montée et descente). Après la correction nous avons un taux de convergence de 86.6% avec des sauts de plus ou moins d'une longueur d'onde optique au lieu des sauts de ±50 µm sur le résultat sans corrections des défauts électroniques. Le taux de convergence optimum est obtenu pour $\tau_M = 15$ µs et $\tau_D = 30$ µs au lieu de 13 et 19 µs mesurées (un désaccord analogue était déjà observé sur les constantes de temps de l'effet transitoire dans les photodiodes, cf. Fig. 5.32 et commentaires), k = 0.89, $f = 3.69\times10^{-4}$.

Afin d'identifier séparément les contributions des trois types de défauts, la Fig. 6-16 ci-dessous présente le résultat de la procédure télémétrique réalisée sur des données sur lesquelles *une des corrections* n'aurait pas été faite. La correction de couplage stationnaire est dominante, mais les trois types de correction sont nécessaires.

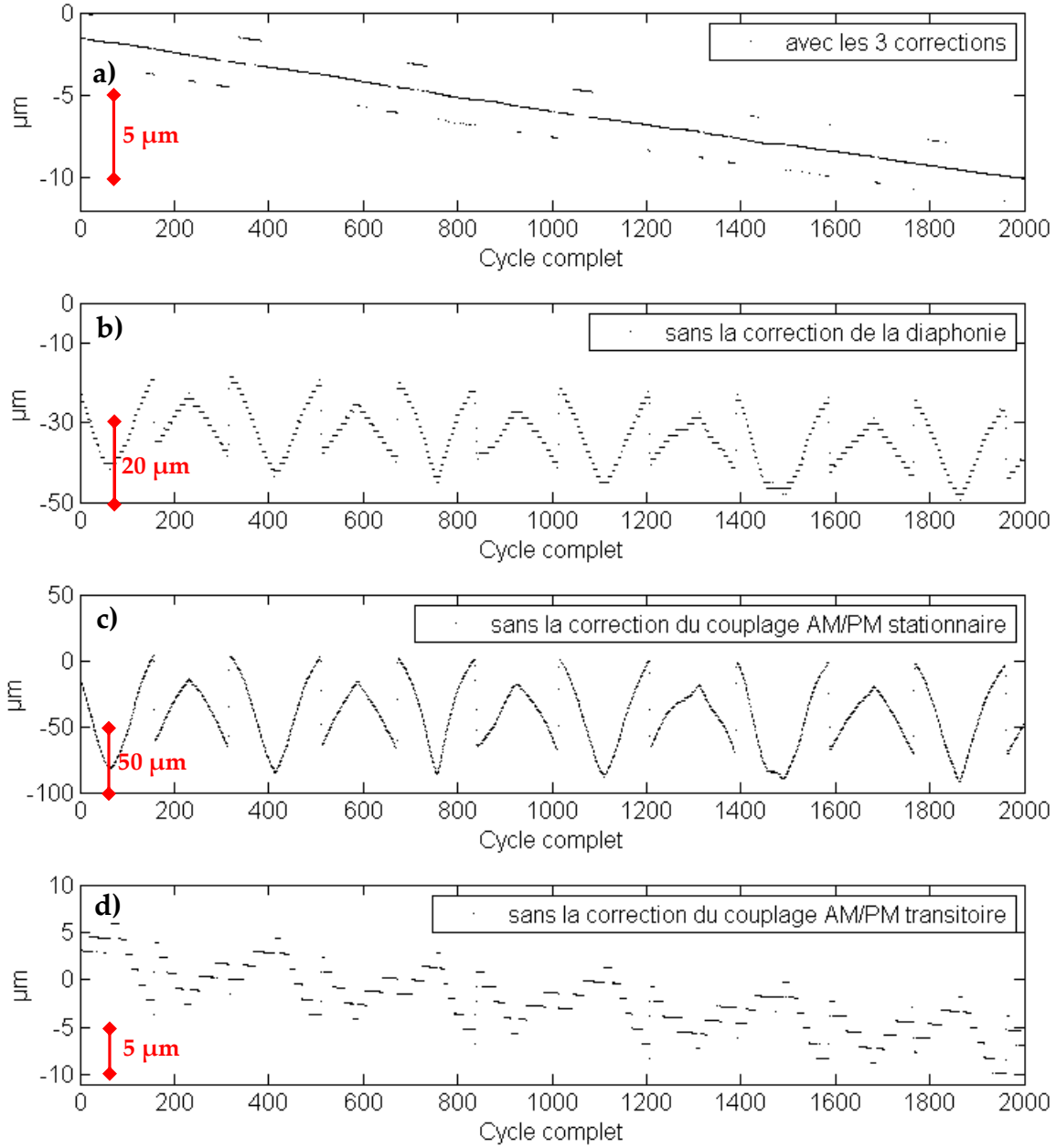


Fig. 6-16. Contribution des trois types de défauts électroniques sur le résultat télémétrique final, procédure d'acquisition a1, a2, a3, a4, a5.

Je présente ici les résultats de 2000 premier cycles afin de mettre en évident la variation de résultat

Les résultats de la Fig. 6.16 sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 6-1. Contribution des défauts électroniques sur le résultat télémétrique

		erreurs constatées (P-P)	commentaire
b)	Diaphonie	22 µm (14λ_{opt})	essentiellement REF => MES
c)	AM/PM stationnaire	90 µm (60λ_{opt})	
d)	AM/PM transitoire	8 µm (5λ_{opt})	
Fig. 6-16 **a)**	résultante	110 µm (79λ_{opt})	

Sur les mesures télémétriques de la Fig. 6-16.a, les défauts électroniques ne sont pas totalement éliminés. Les résidus sont probablement liés à la prise en compte imparfaite des effets systématiques: il ne semble pas s'agir de bruit car leur distribution n'est pas statistique. Le modèle thermique qu'on utilise (cf §5.3.4.3) est très simple: modèle exponentiel avec une constante de temps à la montée et une autre à la descente. Ce n'est peut-être pas suffisant pour rendre compte des effets transitoires de la photodiode EM4 et de l'amplificateur LCA, qui sont a priori différents. Ceci peut expliquer le mauvais taux de convergence (86.6% par rapport au taux de convergence théorique de 100%). Ce point est renforcé par les résultats présentés ci-dessous, obtenus avec une procédure d'acquisition "ralentie" qui réduit par un facteur significatif l'importance des effets transitoires.

6.6. Nouvelle procédure avec cadence d'acquisition ralentie

Au lieu d'une procédure élémentaire

- (**a1 – a2 – a3 – a4 – a5,** puis 65 µs de calcul), soit 135 µs au total

répétée à l'identique, nous avons demandé à Christophe Alexandre de programmer le phasemètre FPGA de sorte que les changements de fréquence aient lieu avec une récurrence, non plus de 15µs, mais de 135 µs. Le cycle élémentaire est alors 5 fois plus long:

- (**5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5**) en 675 µs au total, dont 300 µs de calcul,

comme présenté sur le schéma ci-dessous :

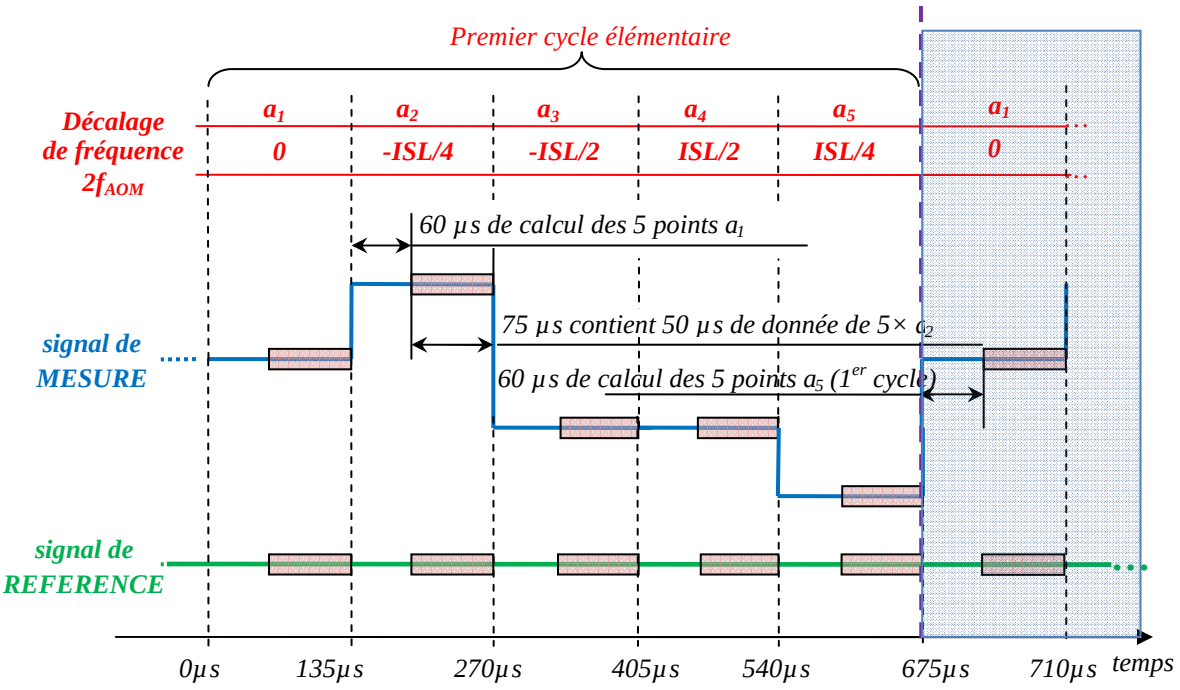


Fig. 6-17. L'acquisition des cycles élémentaires de la nouvelle procédure de mesure « ralentie ».
Les mesures de phase et d'amplitudes sont faites 65µs après la mise à jour de la fréquence de l'AOM.

Avec la nouvelle procédure d'acquisition, le changement du signal est suivi de 60 µs d'attente (mis à profit pour les calculs) avant l'acquisition des nouvelles données. Un cycle élémentaire se compose de 25 données ($5\times a_1$, $5\times a_2$, $5\times a_3$, $5\times a_4$, $5\times a_5$). Un cycle complet de mesure est réalisé en moyennant 64 cycles élémentaires : la quantité de données (nombre de mesures élémentaires) est identique, bien que la procédure d'acquisition soit différente.

Sur les données présentées ci-dessous, le bruit statistique est de 4.5×10^{-5} cycle et 2.7×10^{-4} sur la phase et le rapport d'amplitudes, respectivement, et on attend un taux de convergence de 100%.

Les formes des 5 segments sont présentées dans la Fig. 6-18 ci-dessous : on voit que les ellipticités sont beaucoup plus faibles qu'avec la procédure d'acquisition "rapide", mais ne sont pas encore totalement éliminées (sur a_3, a_5) par le ralentissement 15 µs => 135 µs du cadencement de l'acquisition.

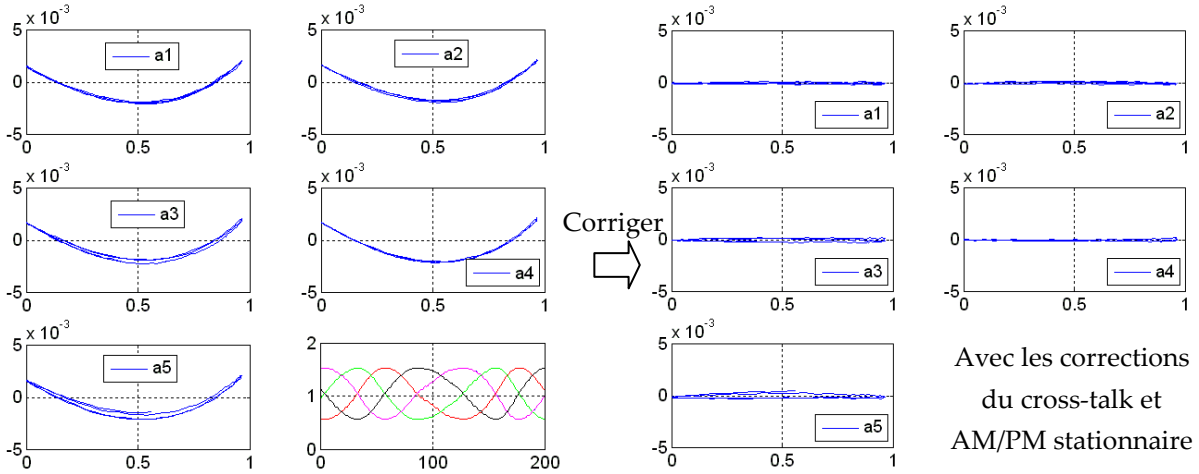


Fig. 6-18. "Acquisition ralentie" : les segments en balayant λ_{opt}

a) données brutes ; b) avec la correction de diaphonie et de AM/PM stationnaire.

Le signal télémétrique a été enregistré pendant 5 minutes alors que la cible était déplacée d'une dizaine de microns. Le résultat est présenté sur la Fig. 6-19 ci-dessous :

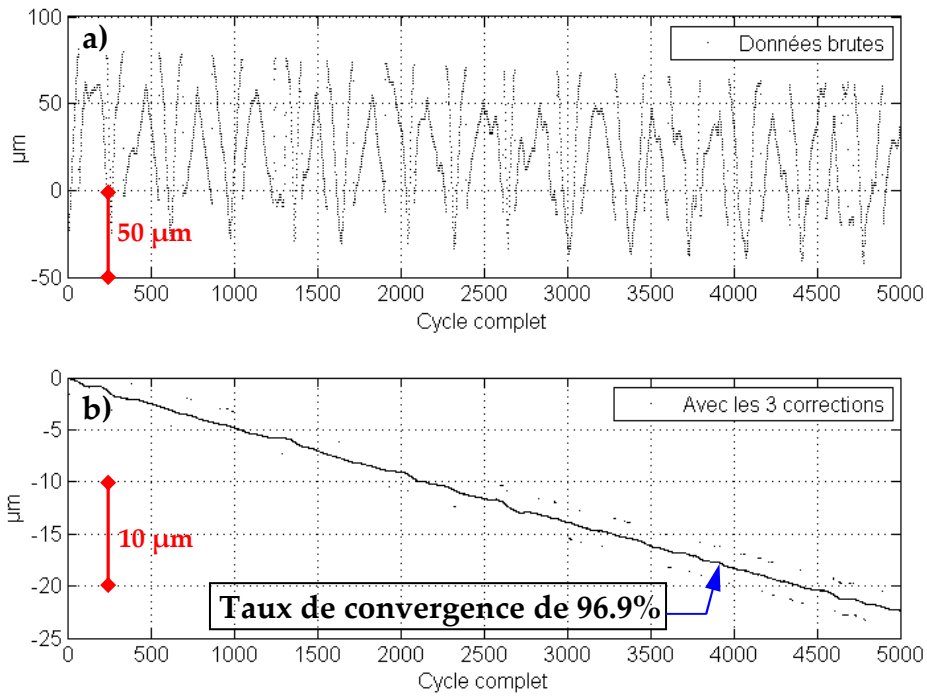


Fig. 6-19. Les résultats des 5000 cycles de mesure complets, procédure d'acquisition 5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5

a) sans et (b) avec les corrections des défauts électroniques. Pour la clarté du graphique, les valeurs de longueur sont décalées de ≈ 7.5 m. Le signal 20GHz est amplifié par un amplificateur LCA 0618.

Avant correction, les erreurs systématiques sont de l'ordre de 110 µm (même ordre de grandeur que le résultat précédent utilisant la procédure d'acquisition a_1, a_2, a_3, a_4, a_5). Après les corrections des 3 défauts et l'optimisation, la convergence obtenue est de 96.9% sur 5000 cycles complets et de 99.2 % sur 2000 premiers cycles complets, ce qui est proche de 100 % ce qu'on peut attendre par simulation (§ 6.4) avec le niveau de bruit statistique mesuré. Les deux constantes de temps obtenues après optimisation sont $\tau_M = 53\,\mu s$ et $\tau_D = 85\,\mu s$. La différence par rapport aux valeurs (15 µs et 30 µs respectivement) obtenues au §6.5 avec l'acquisition "rapide" montre que le modèle décrivant l'évolution thermique par une exponentielle est trop simpliste. C'est d'ailleurs ce qui ressort des simulations numériques réalisées par Mourad Merzougui pour simuler l'évolution de la température de la jonction des photodiodes avec le logiciel ANSYS: l'évolution de la température de la jonction (Fig. 11, page 87) n'est pas purement exponentielle.

Afin de comparer avec les résultats du §6.5, je trace les résultats de la procédure télémétrique de façon à mettre en évidence les trois contributions (diaphonie, couplage AM/PM stationnaire, couplage AM/PM retardé) sur Fig. 6-20 ci-dessous. La comparaison montre que seule la contribution des effets retardés a changé, réduite par un facteur de l'ordre de 6.

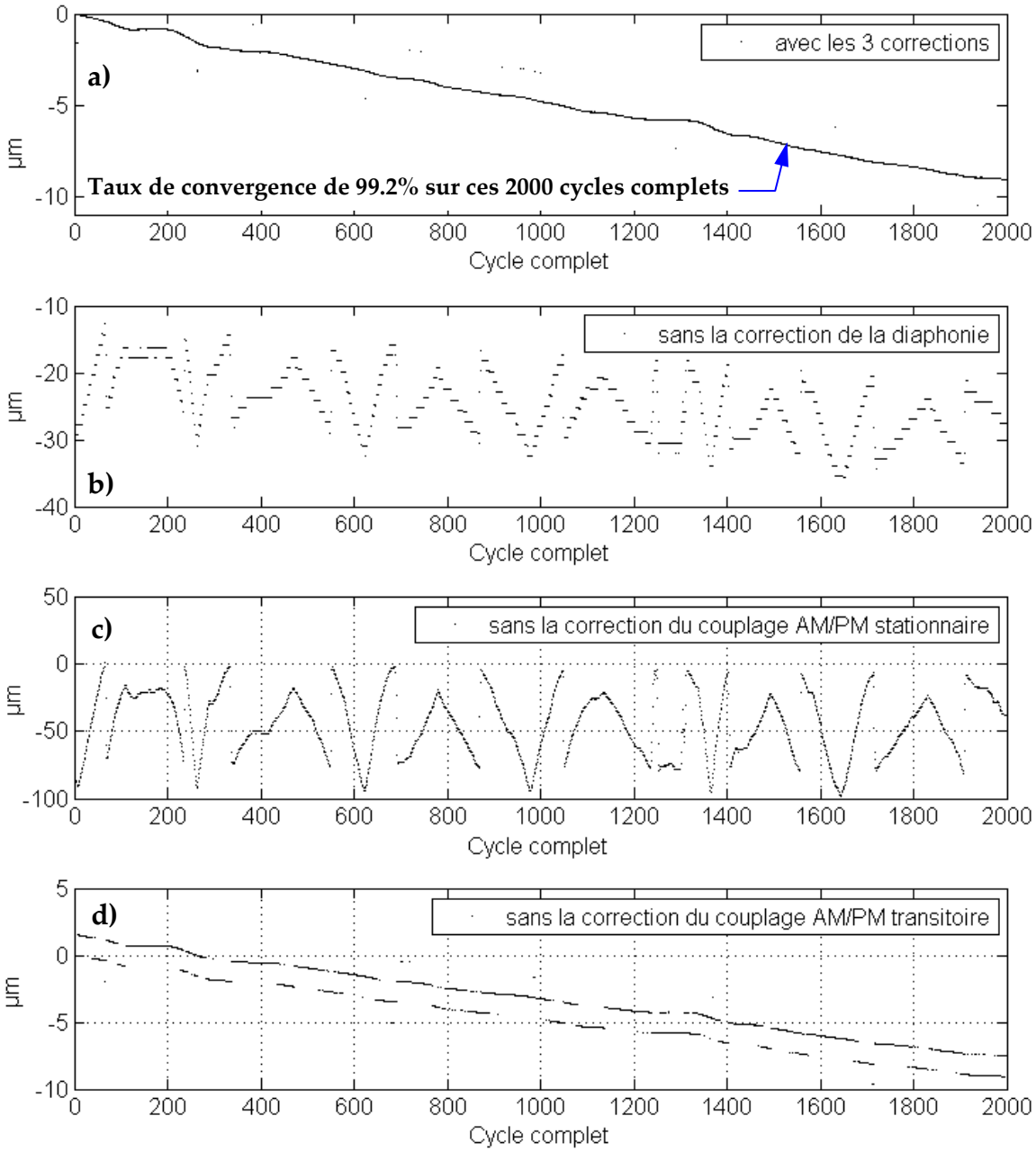


Fig. 6-20. Contribution des défauts électroniques, procédure d'acquisition 5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5, amplificateur LCA. Les contributions sont obtenues de la même façon que sur la Fig. 6.16.

Si les effets systématiques avaient été totalement éliminés, les valeurs erronées seraient réparties de façon aléatoire, ce qui n'est pas encore le cas sur la Fig. 6-19(b). Mais on peut tout de même conclure que lorsque l'effet AM/PM transitoire est plus petit, la correction est plus efficace. Dans les 3 corrections des défauts, la correction du couplage AM/PM transitoire est la plus difficile. Ce qu'on recherche est une configuration où l'effet transitoire à corriger est encore plus faible, sinon éliminé. Des solutions sont envisageables:

- remplacer l'amplificateur LCA par l'amplificateur HP83107A qui ajoute peu d'effet transitoire (cf 5.3.2.2)

- éventuellement travailler sans les amplificateurs HF: le gain est alors effectué sur le signal à fréquence intermédiaire 20 MHz, pour lesquels nous n'avons pas observé d'effet transitoire (au niveau de 5×10^{-5} sur le segment).

- travailler avec un segment un peu plus court: le facteur entre le maximum et le minimum d'amplitude du signal passerait de 3 à 2, par exemple. Une réduction plus importante risquerait de rendre plus difficile la détermination de la direction du segment.

- utiliser la photodiode New Focus, l'effet transitoire y est 5 fois moins important (cf §5.3.3, données que nous n'avons eues que postérieurement aux mesures présentées dans ce § 6.6).

Les résultats obtenus en remplaçant l'amplificateur HF Miteq LCA par l'amplificateur HP83017A sont présentés dans le paragraphe §6.7 ci-dessous.

6.7. Le montage avec l'amplificateur HF HP83017A

Comme montré dans la Fig. 5.25 du paragraphe §5.3.2.2, l'amplificateur HP ajoute moins d'effet transitoire. Mais l'amplificateur HP est plus bruyant (son "facteur de bruit" est de 8 dB, celui de l'amplificateur LCA0618 est de 3 dB). Le premier point de la déviation d'Allan de phase est de 6×10^{-5} (3.8×10^{-4} sur le rapport d'amplitudes) au lieu de 4.5×10^{-5} cycle et 2.8×10^{-4} avec l'amplificateur LCA. La simulation indique que nous devrions obtenir un taux de convergence de 99%.

Le couplage AM/PM est remesuré :

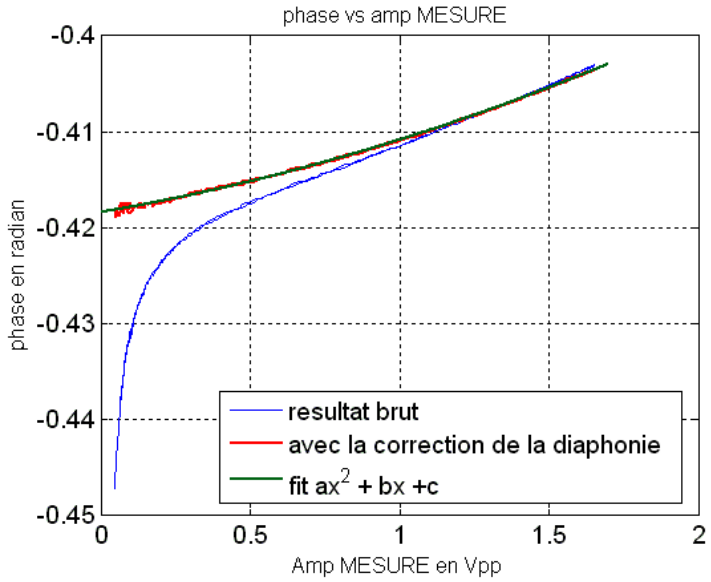


Fig. 6-21. Couplage AM/PM stationnaire, montage avec l'amplificateur HP 83017A

On obtient le polynôme quadratique $y = ax^2 + bx + c$, avec $a = 2.23\text{x}10^{-3}\ V^{-2}$, $b = 5.32\text{x}10^{-3}\ V^{-1}$

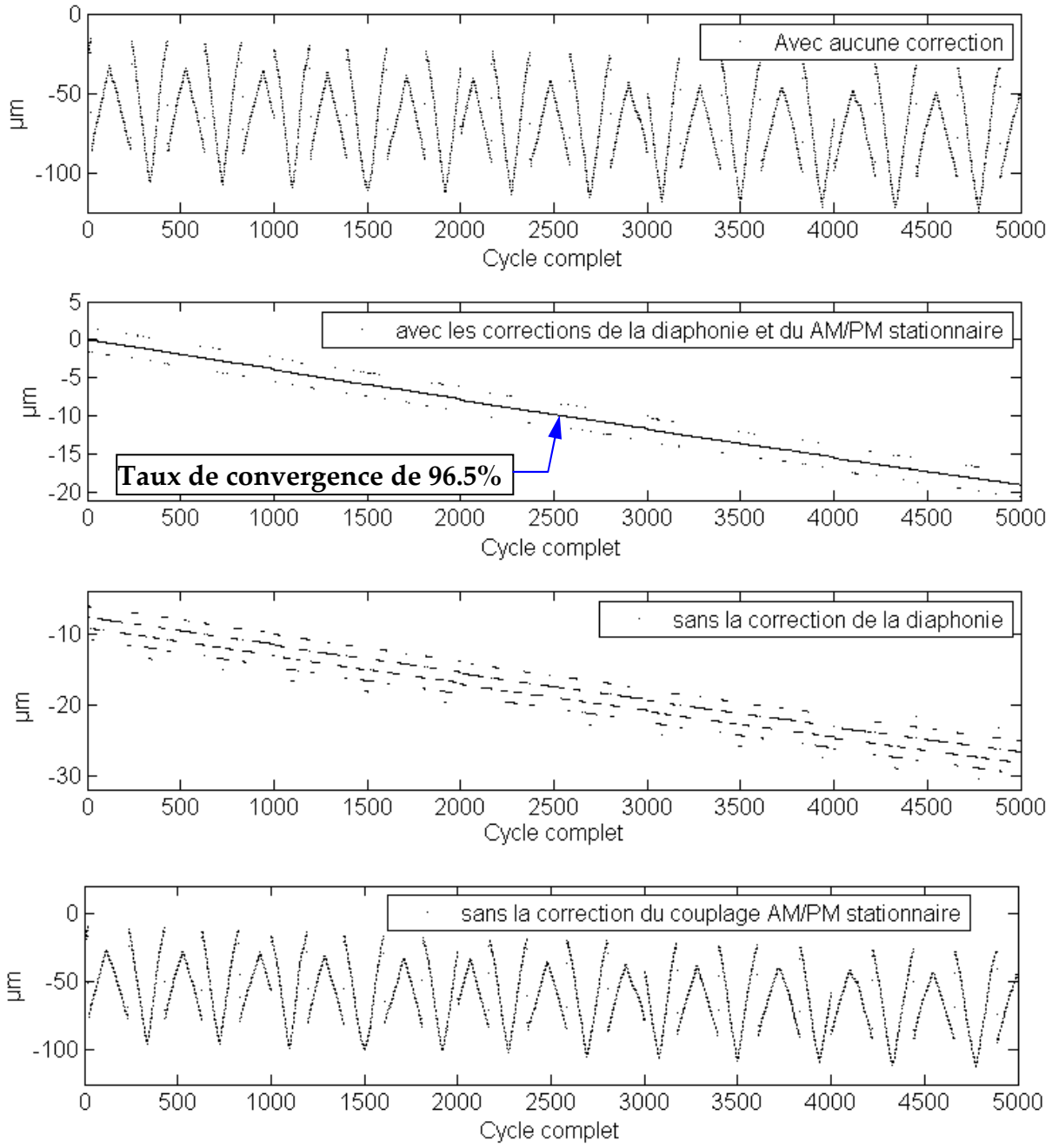


Fig. 6-22. Contributions des défauts électroniques sur le résultat télémétrique final, procédure d'acquisition 5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5, montage avec l'amplificateur HP. Aucune correction de couplage AM/PM transitoire.

La mesure est faite sur un segment radial.

Le facteur sur la correction du couplage stationnaire est de 0.944. Dans le montage avec l'amplificateur HP, sans la correction du couplage AM/PM transitoire, on peut arriver à un taux de convergence de 96.5%. Ce résultat confirme qu'avec l'amplificateur HP, l'effet transitoire est plus petit.

Conclusion du chapitre 6

Nous avons obtenu une résolution de mesure meilleure que 20 pm à l'échelle de 100 µs, et 10 pm à l'échelle d'un cycle complet de 43 ms qui est bien en accord avec la stabilité observée sur le signal.

Les enregistrement télémétriques mettent en évidence l'effet des défauts sur la convergence de la mesure de phase synthétique. La diaphonie électronique, le couplage AM/PM stationnaire, le couplage AM/PM transitoire introduisent des erreurs au niveau, respectivement, de 22 µm, 90 µm et 8 µm. Après correction de la diaphonie, et en optimisant la correction du couplage AM/PM, le taux de convergence de la procédure télémétrique est de 86.6 %: les défauts électroniques ne sont pas totalement éliminés. Mais en ralentissant la cadence d'acquisition, avec un cycle élémentaire de 675 µs, l'effet du couplage AM/PM transitoire est réduit par un facteur important, il donne une erreur de l'ordre de 1.5 µm ($1\times\lambda_{opt}$) sur le résultat télémétrique final, le taux de convergence atteint 96.9 %. Dans ces mêmes conditions, mais en remplaçant l'amplificateur miniature LCA par un amplificateur HP83017A, nous n'avons plus observé l'effet du couplage AM/PM transitoire. Le taux de convergence arrive à 96.5 % après correction de la diaphonie et du couplage AM/PM stationnaire (la correction du couplage AM/PM transitoire est inutile).

Bien que nous ne soyons pas encore parvenus à un taux de convergence de 100 %, ces résultats démontrent le principe de fonctionnement de la méthode utilisant le signal d'interférence à deux modes qui nous permet d'espérer à terme, si le couplage AM/PM est éliminé, d'obtenir une mesure de distance avec une très haute résolution (dizaine de pm à quelques dizaine de ms) et une très haute exactitude (bien sur limitée par la connaissance de la fréquence du laser). Dans le chapitre de conclusion qui suit, nous proposons deux solutions pour réduire les défauts électronique afin d'arriver à un taux de convergence de 100 %.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était de concevoir et de mettre en œuvre une méthode de télémétrie capable de fournir une exactitude et une résolution nanométriques pour la mesure d'un trajet kilométrique dans le vide, par la combinaison de mesures de temps de vol, de phase de modulation synthétique, et de phase d'interférence optique. Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse est à la fois théorique et expérimental:

- D'une part j'ai établi les expressions pour le signal d'interférence à deux modes dans un interféromètre de type Mach-Zehnder, montrant que dans ce signal sont présentes à la fois les informations de modulation synthétique et d'interférence optique. Le signal de battement présente la particularité de décrire, dans le plan complexe, un "segment" parfaitement rectiligne lors d'un balayage de la fréquence optique de la source: toute déformation du segment révèle un parasite. Grâce à la donnée de mesure de temps de vol, j'ai mis au point une procédure dans laquelle on ajuste les décalages de fréquence laser qui, du signal d'interférence à deux modes, permettent d'extraire de façon simple la longueur cherchée. J'ai également établi les expressions pour le signal modifié par la présence de faisceaux parasites.

- D'autre part j'ai mis en œuvre cette méthode sur un montage télémétrique relativement simple où la voie de mesure constitue la voie longue de l'interféromètre. Le fait d'utiliser un modulateur acousto-optique pour contrôler la fréquence de la source est essentiel: la rapidité du modulateur permet de réaliser en 100 µs le cycle élémentaire de mesure et d'éliminer les dérives de l'instrumentation microonde. Des parasites optiques, notamment associés à des réflexions multiples, ont été observés: la déformation du "segment" correspond à ce qu'on peut attendre compte tenu de l'expression établie pour le signal en présence de faisceaux parasites. Ces déformations ont été réduites par l'utilisation d'optiques prismatiques, par une meilleure définition de la polarisation, ou par l'élimination de bandes latérales parasites sur le spectre de la source. Les déformations du signal d'origine électronique sont un problème plus difficile.

En effet ce qui caractérise cette télémétrie utilisant le signal d'interférence bi-mode est que le signal de battement doit être mesuré avec une exactitude meilleure que 10^{-4} cycle en phase et 10^{-4} en amplitude pour que la procédure qui traite le signal télémétrique parvienne à déterminer la partie entière de $\Delta L / \lambda_{opt}$ de façon exacte. Or, à notre fréquence de battement de 20 GHz, il est difficile d'atteindre une telle exactitude, notamment sur la mesure de la phase car la procédure télémétrique implique de fortes variations d'amplitude, jusqu'à un facteur 3. Le couplage amplitude/phase a donc été un problème majeur dans ce travail. Il est nécessaire de le corriger, mais une correction statique ne suffit pas: elle laisse des parasites résiduels qui traduisent une hystérésis, à l'échelle (de 15 µs) du cadencement des mesures élémentaires. Il est apparu qu'un problème voisin était déjà connu dans le domaine des amplificateurs de puissance, sous le nom d' "effet mémoire", et attribué à l'échauffement des microcircuits. En revanche cet effet n'avait jamais été décrit dans les photodétecteurs. Nous avons donc dû étudier ce problème pour le caractériser, avant de le corriger. Ce travail a

permis de montrer que le choix de la tension de polarisation conditionne totalement le couplage AM/PM dans les photodiodes: non seulement pour ce qui est de l'effet statique, mais aussi pour son comportement dynamique, qui correspond à ce qu'on peut calculer comme transitoire thermique après une variation brusque de la puissance $I_{Photo} \times V_{bias}$ déposée dans la jonction. Ces résultats ont été soumis au IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques.

Les difficultés que nous avons rencontrées du fait du couplage AM/PM retardé, et le travail de caractérisation de cet effet, ont beaucoup ralenti la progression. La caractérisation de l'exactitude du télémètre n'a pas encore été faite. Mais nous avons démontré le principe de la mesure: à condition que les défauts électroniques soient corrigés, la procédure télémétrique parvient effectivement à converger. Lorsque la cadence d'acquisition est ralentie pour que les transitoires thermiques soient en partie amortis, le taux de convergence approche de la valeur attendue compte tenu du bruit sur les données. Les tests ont été réalisés pour une position de la cible telle que les effets de couplage AM/PM sont les plus importants (segment radial). Des tests préliminaires réalisés avec une position de la cible donnant un segment ortho-radial ont confirmé la validité de la méthode également dans cette position.

Dans son principe, la méthode mise en ouvre dans le télémètre Iliade doit permettre de déterminer la partie entière de l'ordre d'interférence, et d'atteindre une exactitude nanométrique et une résolution picométrique, si la fréquence optique et la fréquence du battement sont connues avec l'exactitude nécessaire compte tenu de la longueur à mesurer. Ce travail a démontré la validité de ce principe, mais a également mis en évidence des difficultés de nature électronique qui compliquent sa mise en œuvre et engendrent un taux d'erreurs de l'ordre de 15%. En effet le couplage AM/PM reste très grand:

- le couplage stationnaire, parce qu'il est beaucoup plus grand (par deux ordres de grandeur) que la valeur acceptable sans correction

- le couplage retardé: son comportement temporel n'est pas strictement exponentiel, et sa correction n'est pas encore assez précise.

Par ailleurs les parasites optiques ne sont pas encore réduits à un niveau suffisamment bas. Identifier les parasites optiques est rendu difficile, actuellement, par l'importance des parasites électroniques.

Les perspectives de ce travail concernent donc l'amélioration des points non résolus. En premier lieu c'est le couplage amplitude/phase qu'il faut réduire, et deux voies sont possibles:

- conserver la détection par photodiodes 20 GHz mais

  - changer la tension de polarisation. Le travail sur la caractérisation du couplage amplitude/phase dans les photodiodes a montré que cela pouvait réduire considérablement l'effet transitoire. Nous n'avons pas disposé d'assez de temps pour

réaliser ce test en fonctionnement télémétrique. Utiliser la photodiode New Focus 1417 (tension de polarisation fixée) est une possibilité à étudier, mais en sachant que son taux de réflexion (>10%) est bien plus important que celui de la photodiode EM4 ($<5\times10^{-4}$): des interférences parasites sont donc possibles.

- réduire l'amplitude des variations de signal, en trouvant le compromis pour que la réduction de la longueur du segment ne se traduise par une augmentation du bruit et des problèmes de convergence de la procédure.

- programmer différemment le phasemètre, pour que le calcul (amplitudes, différence de phase) soit réalisé juste après l'acquisition et la commande de mise à jour de la fréquence optique de la source. Le temps passé à calculer augmenterait d'environ 10 µs le délai avant la nouvelle acquisition, sans perdre sur la cadence globale. Si aucune de ces trois options ci-dessus n'apporte à elle seule un gain déterminant, la combinaison des trois pourrait doit apporter une amélioration importante.

- ou bien utiliser une démodulation optique, option totalement différente: un modulateur électro-optique commandé à 20 GHz réalise la démodulation du faisceau avant la photodétection. Cette option a été utilisée par Fujima [Fujima 1998], §2.1.2 p. 19. On peut alors utiliser une photodiode d'une surface beaucoup plus grande, puisque la modulation à détecter est à 20 MHz. Cette option semble prometteuse : on peut espérer des effets de couplage amplitude/phase bien plus faibles dans des photodiodes de grande surface.

Dès que les couplages phase/amplitude auront été réduits nous serons capables d'apprécier la forme des segments avec une meilleure précision, le travail pourra se porter sur la réduction des faisceaux parasites au niveau de 10^{-9}. Il restera alors à intégrer la mesure de temps vol et à caractériser les performances de l'instrument sur des mesures statiques. Nous espérons parvenir alors à une exactitude au niveau du nanomètre, ce qui ferait d'Iliade, un télémètre au niveau des dispositifs de [Coddington 2009] ou [Salvadé 2008], qui annoncent des exactitudes de quelques nanomètres, au prix de sources laser sensiblement plus complexes. Le tableau ci-dessous résume les performances des télémètres concurrents.

Tableau 7-1. Les performances des télémètres concurrents

Télémètre	Exactitude	Résolution	Cadence
T2M [Courde 2010]	non démontrée	10 nm (à 10 – 1000 s)	10 Hz
[Coddington 2009]	10 nm ?	5 nm (à 60 ms)	25 Hz
[Salvadé 2008]	8 nm	non précisée	non précisée
[Lay 2003]	200 nm	50 nm (à 10000 s)	9 Hz
[Lee 2010]	?	7 nm (à 1s)	200 Hz
Iliade	**non démontrée**	**10 pm (à 50 ms)**	**20 Hz**

Parmi les perspectives on peut citer deux points qui ne sont qu'abordés ou évoqués dans le document. La télémétrie sur une cible en mouvement reste le point faible de cette méthode, même si la procédure à 5 points (§3.4.2) permet des mouvements plus rapides : on peut

souhaiter optimiser encore la procédure. Enfin, l'amélioration de la récurrence de la mesure est une perspective intéressante: elle permettrait, au prix d'un traitement différent des données, de renouveler la mesure de distance, non pas après un cycle complet de mesure (43 ms), mais après un cycle élémentaire (135 µs) tout en gardant l'exactitude nanométrique et une résolution de la centaine de pm.

Table des figures

Fig. 1-1. Vue d'artiste de Simbol-X. 6
Fig. 1-2. (a) Vue d'artiste du XEUS ; (b) Vue d'artiste d'IXO (version déployable) 7
Fig. 1-3. Principe de l'astrométrie différentielle 8
Fig. 1-4. Télescope VLTI à Paranal, Chili 9
Fig. 1-5. (a). Principe d'un interféromètre annulante ; (b). Carte de transmission d'un interféromètre de Bracewell pour un système étoile-planète. 10
Fig. 1-6. (a) Vue d'artiste de la configuration Emma de Darwin (b) de TPF-I – 11
Fig. 1-7. Vue d'artiste de PEGASE 12
Fig. 1-8. Principe du télescope dilué sur terre utilisant un ballon à hélium 13
Fig. 1-9. Vue d'artiste (©Nasa) du télescope spatial dilué SI – Stellar Imager 14
Fig. 2-1. Schéma de principe du télémètre par temps de vols. 16
Fig. 2-2. Schéma de principe de la télémétrie par mesure de déphasage. 17
Fig. 2-3. Montage de principe du télémètre T2M 19
Fig. 2-4. Le principe de l'aiguillage optique [Courde 2011] 20
Fig. 2-5. Interféromètre Michelson 21
Fig. 2-6. Principe de mesure de distance par la dérive de fréquence optique 22
Fig. 2-7. Fréquences *vs* le temps des deux faisceaux recombinés [Amann 2001] 23
Fig. 2-8. Simulation de changement de l'intensité continue du signal d'interférence 24
Fig. 2-9. Schéma de principe du télémètre proposé par J. Ye [Ye 2004] 26
Fig. 2-10. Configuration de l'interféromètre pour la mesure absolue de distance [Joo 2008] 28
Fig. 2-11. Schéma compact de notre télémètre d'Iliade 29
Fig. 3-1. Schéma de principe du télémètre ILIADE 31
Fig. 3-2 Scan de la fréquence du laser ν_{opt} 33
Fig. 3-3. Balayage de la longueur à mesurer L: le signal d'interférence à deux modes décrit, dans le plan complexe. 34
Fig. 3-4. Exploitation télémétrique des trois points, 38
Fig. 3-5. Schéma de la procédure de mesure et de calcul télémétriques d'Iliade 42
Fig. 3-6. La limite sur la vitesse de la cible, en fonction du temps entre deux acquisitions élémentaires, dans le cas d'un motif à 3 points $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ et d'un segment de longueur $2S \approx |\vec{a}_0|$ 45
Fig. 4-1. Schéma général du montage 47
Fig. 4-2. La stabilité de la fréquence du battement, le verrouillage en phase est ouvert 49
Fig. 4-3. Utilisation de l'AOM (A&A MT160-B50A) en double passage 50
Fig. 4-4. L'efficacité de l'AOM en double passage 50
Fig. 4-5. Les chaînes électroniques d'acquisition 52
Fig. 4-6. Principe de mesure de phase et d'amplitudes à 20 MHz par le FPGA 53
Fig. 4-7. Déroulement d'un "cycle élémentaire" de 5 points, 54
Fig. 4-8. Un enregistrement du signal d'interférence à deux modes, 55
Fig. 4-9. Enregistrement du signal par une photodiode de bande passante 10MHz 56
Fig. 4-10. Mesure grossière du déplacement du coin de cube par la mesure de phase microonde. 57
Fig. 5-1. Différentes formes du segment observées avec les versions initiales du montage 61
Fig. 5-2. La représentation « zoomée » du segment dans le plan complexe 62
Fig. 5-3. Le segment idéal et sa modification du fait d'un faisceau parasite, $l_p \sim L$ 63

Fig. 5-4. Le segment zoomé avec un faisceau parasite, $l_p \sim 2L$ 64
Fig. 5-5. Les parasites dans l'interféromètre avec des optiques parallèles 64
Fig. 5-6. La phase et le rapport d'amplitude lorsqu'on balaye la fréquence du laser maître, ... 65
Fig. 5-7. Spectre optique du battement en sortie de l'amplificateur semi-conducteur BOA 67
Fig. 5-8. Déformation elliptique du segment associé à la présence (Fig. 5-7) de bandes latérales dans le spectre de la source bi-mode. 67
Fig. 5-9. Le trajet des faisceaux dans l'interféromètre utilisant des optiques prismatiques 68
Fig. 5-10. Montage utilisant les optiques prismatiques 69
Fig. 5-11. Réglage initial des polarisations : observation d'un segment et de son ellipticité 70
Fig. 5-12. Comportement de l'ellipticité lorsqu'on chauffe la fibre PM qui mène au collimateur C1 de la Fig. 5-10 70
Fig. 5-13. Schéma optique avec un polariseur de Glan avant le polariseur P2 de l'interféromètre 71
Fig. 5-14. L'ellipticité et la longueur du segment après insérer le Glan 71
Fig. 5-15. L'effet du Cross-talk électronique sur les deux signaux mesurés 72
Fig. 5-16. L'effet de la diaphonie sur le segment: simulation faite avec $C_{12} = C_{21} = 5\%$. 73
Fig. 5-17. Mesure de la diaphonie voie de mesure ⇒ voie de référence 74
Fig. 5-18. Les segments créés par les 5 vecteurs, pendant un balayage de λ_{opt} 76
Fig. 5-19. Chaîne électronique sans amplificateur HF. 77
Fig. 5-20. Effet, sur la déformation des segments, de la baisse de puissance optique par un facteur 4 . 78
Fig. 5-21. Effet de l'atténuation du signal microonde 78
Fig. 5-22. Montage avec des amplificateurs Miteq LCA0618 79
Fig. 5-23. Les segments avec des atténuateurs dans la chaîne électronique de mesure 80
Fig. 5-24. Estimation approximative de la courbure et de l'hystérésis sur le segment 80
Fig. 5-25. Couplage AM/PM: comparaison des amplificateurs a) Miteq LCA0618 et b) HP 83017A 81
Fig. 5-26. Comparaison avec les photodiodes de J.Taylor [Taylor 2011]. 82
Fig. 5-27. Couplage AM/PM stationnaire, enregistré point par point, lorsque les chaines incluent les amplificateurs Miteq LCA0618 91
Fig. 5-28. Correction de la courbure du segment 92
Fig. 5-29. Les segments enregistrés avec une procédure d'acquisition ralentie. 93
Fig. 5-30. Effets instantané et retardé du couplage amplitude/phase dans la procédure de mesure télémétrique 94
Fig. 5-31. Le modèle de correction de l'effet AM/PM transitoire μs sur la phase mesurée en sortie d'une photodiode (montage sans amplificateurs HF) 95
Fig. 5-32. Correction de l'effet AM/PM transitoire dans la photodiode EM169 polarisée à 15 V 96
Fig. 5-33. Evolution de la phase sur un montage utilisant les amplificateurs HF Miteq LCA, après un changement du niveau par un facteur 1,7 à $t = 0$. 97
Fig. 5-34. Les aiguilles enregistrées avec l'amplificateur HF Miteq LCA, données brutes 98
Fig. 5-35. Les aiguilles enregistrées avec l'amplificateur HF Miteq LCA, ... 98
Fig. 5-36. Les aiguilles enregistrées avec l'amplificateur HF Miteq LCA, avec la correction de l'effet transitoire μs (avec 3 paramètres). 98
Fig. 5-37. Segments enregistrés à très forte puissance 100
Fig. 5-38. Mesure de la saturation du mélangeur DM0520MW1 101
Fig. 5-39. Non linéarité du mélangeur DM0520MW1 en fonction du signal de sortie du mélangeur . 101
Fig. 5-40. Linéarité de la chaîne de mesure photodiode+ mélangeur + amplificateur SR445A 102
Fig. 5-41. Déviation d'Allan de phase, de rapport et des amplitudes des deux signaux 103

Fig. 5-42. Valeur quadratique moyenne de l'erreur en fonction du niveau de bruit statistique 104
Fig. 6-1. La partie fibrée du montage Iliade 106
Fig. 6-2. La partie optique du montage d'Iliade 107
Fig. 6-3. Variations du petit axe de l'ellipse en désalignant le coin de cube 108
Fig. 6-4. Ellipse observée sur les segments des zones (1), …, (4), après correction de diaphonie et de couplage AM/PM stationnaire 108
Fig. 6-5. Stabilité de la déformation elliptique (courbe rouge) 109
Fig. 6-6. Chaînes électronique de mesure avec les niveaux des signaux 110
Fig. 6-7. Stabilité des données d'amplitudes, de rapport d'amplitudes, et de phase relative. 111
Fig. 6-8. La résolution de la mesure interférométrique 112
Fig. 6-9. Résultats de 320 cycles de mesure élémentaires en 43 ms 112
Fig. 6-10. Densité spectrale du bruit de longueur. En rouge: données de Fig. 6-9-a 113
Fig. 6-11. Résultats de 100 cycles de mesure élémentaires : 114
Fig. 6-12. Test du taux de convergence de résultat télémétrique. 115
Fig. 6-13. Les signaux des 5 vecteurs, présentés de façon 'zoomée' sur le plan complexe avec la procédure d'acquisition a1, a2, a3, a4, a5. 116
Fig. 6-14. Les aiguilles de trajectoire du signal télémétrique dans le plan complexe lorsqu'on varie la longueur de la voie de mesure de $13\lambda_{opt}$ = 20 μm en 5 minutes. 117
Fig. 6-15. Les résultats des 5000 cycles complets de mesure avec la procédure d'acquisition a1, a2, a3, a4, a5. 118
Fig. 6-16. Contribution des trois types de défauts électroniques sur le résultat télémétrique final, procédure d'acquisition a1, a2, a3, a4, a5. 119
Fig. 6-17. L'acquisition des cycles élémentaires de la nouvelle procédure de mesure « ralentie ». 120
Fig. 6-18. "Acquisition ralentie" : les segments en balayant λ_{opt} 121
Fig. 6-19. Les résultats des 5000 cycles de mesure complets, procédure d'acquisition 5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5 122
Fig. 6-20. Contribution des défauts électroniques, procédure d'acquisition 5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5, amplificateur LCA. Les contributions sont obtenues de la même façon que sur la Fig. 6.16. 123
Fig. 6-21. Couplage AM/PM stationnaire, montage avec l'amplificateur HP 83017A 125
Fig. 6-22. Contributions des défauts électroniques sur le résultat télémétrique final, procédure d'acquisition 5×a1 – 5×a2 – 5×a3 – 5×a4 – 5×a5, montage avec l'amplificateur HP. Aucune correction de couplage AM/PM transitoire. 126

Table des tableaux

Tableau 1-1. Des besoins identifiés pour les différents types de dispositifs 15
Tableau 2-1. Les comparaisons des techniques de télémétrie laser 30
Tableau 5-1. Contributions de défaut des différents composants au couplage AM/PM 80
Tableau 5-2. Comparaison de l'effet AM/PM des deux photodiodes 90
Tableau 6-1. Contribution des défauts électroniques sur le résultat télémétrique 119
Tableau 7-1. Les performances des télémètres concurrents 130

Bibliographie

Amann M.C., Bosch T., Lescure M., Myllylä R., Rioux M.,. «Laser ranging : a critical review of usual techniques for distance measurement.» *Optical engineering* vol. 40(1) (2001): pp. 10-19.

Antonietti N., Giugni A., Pisani M., Zucco M.,. «Absolute interferometry with optical fringe resolution.» *Proceedings of ICSO 2010*, 2010.

Azouigui S., Badr T., Wallerand J.P., Himbert M., Salgado J.A., Senelaer J.P., Kwasnik F., Juncar P.,. «Transportable Distance Measurement System for Long-Range Applications.» *IEEE TRANS INSTRUM MEAS* vol. 60(7) (2011): pp. 2678-2683.

Bender P.L. «Laser measurements of long distances.» *Proc. IEEE.* vol. 55(6) (1967): pp. 1039-1045.

BIPM 2012, «International Vocabulary of Metrology – Basic and General Concepts and Associated Terms.» JCGM 200, (2012).

Brillet A., «Application de l'absorption saturée à la réalisation d'étalons de fréquence optiques «, *thèse doctorale de l'université de Paris XI*, 1976.

Cabral A., Rebordão J., et al.,. «Accuracy of frequency-sweeping interferometry for absolute distance metrology.» *Optical Engineering* vol. 46 (2007): p. 073602.

Carpenter, et al. ,. «The Stellar Imager (SI) Mission Concept.» *Proceedings SPIE*, Hawaii, 2002.

Chen H., Beling A., Pan H., Campbell J.C.,. «A Method to Estimate the Junction Temperature of Photodetectors Operating at High Photocurrent.» *Journal of Quant. Electron* vol. 45 (2009): pp. 1537-1541.

Coddington I., Swann W.C., Nenadovic L., Newbury N.R.,. «Rapid and precise absolute distance measurements at long range.» *Nature Photonics* vol. 3 (2009): pp 351-356.

Coulter D., Mather C.,. «NASA's terrestrial planet finder missions.» *SPIE Conference Series* vol. 5487 (2004): pp. 1207–1215.

Courde C. «Développement de télémètres laser de haute exactitude et de haute résolution pour applications spatiales.» *Thèse de l'Université de Nice-Sophia,*, 2011.

Courde C., Lintz M., Brillet A.,. «Elimination of systematic errors in two-mode laser telemetry.» *Measurement Science and Technology* vol. 20(12) (2009): pp. 127002.

Courde C., Lintz M., Brillet A.,. «High accuracy laser telemetry. Towards sub-micron accuracy in the measurement of kilometer scale distances without interferometry.» *Instrumentation, Mesures, Metrologie*, vol.10 (2010): pp. 81-101.

Daniel P.S., Peter R.L., "TPF-I Milestone 2 Report – Formation Control Performance Demonstration", Jet Propulsion Laboratory Publication, January 2008.
http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20080032494

Dändliker R., Hug K., Politch J., Zimmermann E.,. «High accuracy distance measurements with multiple-wavelength interferometry.» *Opt. Eng.*, vol. 34(8) (1995): pp. 2407-2412.

Dändliker R., Thalmann R., Prongué D.,. «Two-Wavelength laser interferometry using superheterodyne detection.» *Optics letters* vol. 13(5) (1988): pp. 339–343.

Dejonghe J. «TELEMETRIE LASER : intérêt pour les interféromètres astronomiques.» *Journées Télémétrie Laser - Nice - 20 & 21*, octobre 2011.
https://artemis.oca.eu/IMG/pdf/J_Dejonghe_JTL2011.pdf

Delplancke F. «The prima facility phase-referenced imaging and micro-arcsecond astrometry.» *New Astronomy Reviews 52*, v. 52 (2008): pp. 199 – 207.

Demenitroux W. «A New Multi-harmonic and Bilateral Behavioral Model taking into account short term Memory Effects.» *Proceedings of European Microwave Conference (EuMC)*, 2010: pp. 473-476.

Dorrer C., Kilper D.C., Stuart H.R., Raybon G. and Raymer M.G.,. «Linear optical sampling.» *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15 (2003): pp. 1746-1748.

Edwards C.S. et al., «Absolute frequency measurement of a 1.5-mm acetylene standard by use of a combined frequency chain and femtosecond comb» *Optics Lett.* vol. 29(2004), pp.566-568

Eliyahu D., Seidel D., Maleki L.,. «RF Amplitude and Phase-Noise Reduction of an Optical Link and an Opto-Electronic Oscillator.» *IEEE Trans. Microw. Th. Tech.* vol. 56 (2008): pp. 449-456.

Estler W.T, Edmundson K.L, Peggs G.N, Parker D.H,. «Large-scale metrology-an update.» *CIRP Annals.* vol.51(2) (2002): pp.587 –609.

Fatome J., et.al.,. «Multiple four-wave mixing in optical fibers: 1.5–3.4-THz femto second pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source.» *Opt. Com.* vol. 283 (2010): pp. 2425–2429.

Ferrando P., Goldwurm A., Laurent P., Limousin O., Martignac J., Pinsard F., Rio Y., Roques J., Citterio O., Pareschi G. et al.,. «SIMBOL-X, a formation flying-mission for hard X-ray astrophysics.» *ArXiv e-print*, 2005.

Fridlund M. «Future space missions to search for terrestrial planets.» *Space Sci. Rev.*, vol.135 (2008): pp. 355-369.

Fujima I., Iwasaki S., Seta K.,. «High-resolution distance meter using optical intensity modulation at 28 GHz.» *Measurement Science and Technology* vol. 9(7) (1998): pp. 1049–52.

Halverson P.G., Loya F.M., «Signal processing for order 10 pm accuracy displacement metrology in real-world scientific applications. » Conf. ICSO, Toulouse, (2004)

Halverson P. G., communication privée, 2013

Hong F.L et al., «Absolute frequency measurement of an acetylene-stabilized laser at 1542 nm», *Optics Lett.* vol. 28 (2003), pp. 2324-2326.

IPGP 2013., http://www.ipgp.fr/pages/02050405.php

Jacquinod S. «Interférométrie annulante pour l'exoplanétologie - Étude et développement du recombineur du banc PERSEE.» *Thèse*, 2010: http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00548789.

Jiang J. et al., «Frequency measurement of acetylene-stabilized lasers using a femtosecond optical comb without carrier-envelope offset frequency control» *Optics Express* vol. 13 (2005), pp. 1958-1965.

Joo K.N., Kim Y., KimS.W.,. «Distance measurements by combined method based on a femtosecond pulse laser.» *Optics Express* vol. 16(24) (2008): pp. 19799–19806.

Karlsson C.J., Olsson F.A.,. «Linearization of the frequency sweep of a frequency-modulated continuous-wave semiconductorlaser radar and the resulting ranging performance.» *Applied Optics* vol. 38 (1999): pp. 3376-3386.

Kim J., Chen J., Zhang Z., Wong F.N.C., Kärtner F.X.,. «Long - term femtoseconds timing link stabilization using a single-crystal balanced cross correlator.» *Optics Letters* vol. 32 (2007): pp. 1044–1046.

Kim J., Cox J.A., Chen J., Kartner F.X.,. «Drift-free femtosecond timing synchronization of remote optical and microwave sources.» *Nature Photonics* vol. 2 (2008): pp. 733-736.

Koh J., Chen X., Li M.J., Nolan D.A., Artuso A., " New Polarizing Optical Fibers", Proc. SPIE (Passive Components and Fiber-based Devices III), vol. 6351 (2006); pp. 63510L.

Kuhl D., et al.,. «Influence of space charges on the impulse response of InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors.» *J. Light. Technol.* vol. 10(6) (1992): pp. 753-759.

Labeyrie A. «Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays.» *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* vol. 118 (1996): pp. 517-24.

Lay O.P., et al.,. «MSTAR: a sub-micrometer absolute metrology system.» *Opt. Lett.,* vol. 28 (2003): pp 890-892.

Le Coroller H., Dejonghe J., Arpesella C., Vernet D., Labeyrie A.,. «Tests with a Carlina-type hypertelescope prototype.» *Astron. & Astrophys,* vol.426 (2004): pp. 721-728.

Le Coroller H., et al.,. «Tests with a Carlina-type diluted telescope; Primary coherencing.» *Instrumentation and Methods for Astrophysics* vol. 539 (2012).

Le Coroller H., et al.,. «The first diluted telescope ever built in the world.» *Proceedings of the SPIE, Optical and Infrared Interferometry III* vol. 8445 (2012): id. 844514-844514-8.

Lee J., Kim Y.J., Lee K., Lee S., Kim S.W.,. «Time-of-flight measurement with femtosecond light pulses.» *Nature Photonics* vol. 4 (2010): pp. 716–720.

Leger A., Herbst T.,. «DARWIN mission proposal to ESA.» *ArXiv e-prints,* 2007.

Leger A., Mariotti J.M., Mennesson B., et al.,. «The Darwin project.» *Ap&SS* vol. 241 (1996): pp. 135-146.

Lévêque T., Gauguet A., Chaibi W., Landragin A.,. «Low noise amplification of an optically carried microwave signal: application to atom interferometry.» *Applied Physics B* vol. 101 (2010): pp. 723.

Malbet F., et al.,. «High precision astrometry mission for the detection and characterization of nearby habitable planetary systems with the Nearby Earth Astrometric Telescope (NEAT).» *Experimental astronomy,* vol. 34(2) (2012): pp. 385-413.

Mason J. «Absolute metrology for the Kite testbed.» *Proc. of SPIE conference on Astronomical Telescopes and Instrumentation* vol. 4852 (2002).

Nakamura K., Hara T., Yoshida M., Miyahara T., Ito H.,. «Optical frequency domain ranging by a frequency-shifted feedback laser.» *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 36 (2000): pp. 305-316.

Nasa-SI., «SI – The Stellar Imager, A UV/Optical deep-space telescope to image stars and observe the Universe with 0.1 milli-arcsec angular resolution.» *Vision Mission Study Report,* 2005.

Nemoto S., Makimoto T.,. «Analysis of splice loss in single-mode fibers using a Gaussian field approximation.» *Opt. Quantum Electron.* vol. 11 (1979): pp. 447–457.

Ollivier, Mariotti J.M.,. «Improvement in the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering.» *Appl. Opt.* vol. 36 (1997): pp. 5340–5346.

Parmar A., Peacock T., Bavdaz M., Hasinger G., Arnaud M., Barcons X., Barret D., Blanchard A., Bohringer H., Cappi M. et al.,. «XEUS - The X-ray evolving universe spectroscopy mission.» *Arxiv e-print,*, 1999.

Payne J., Parker D., Bradley R.,. «Rangefinder with fast multiple range capability.» *Review of Scientific Instruments* vol. 63(6) (1992): pp. 3311–3316.

Peck E.R., Reeder K., «Dispersion of air.» *Journal of the optical society of America* vol. 62 (1972), pp. 958–962.

Perret L., Pfeiffer P., Chakari A.,. «Multi-target range finder with optical continuous frequency modulation.» *Proceedings of the SPIE* vol. 6189 (2006).

Phung D. H., Merzougui M., Alexandre C. and Lintz M.,. «Dynamics of the Amplitude-to-Phase Coupling in 1.5 µm High Bandwidth Photodiodes.» *submitted to IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,*, 2012.

Phung D.H., Alexandre C., Lintz M.,. «Two-mode Interference Measurement for Nanometer Accuracy Absolute Ranging.» *Optics Letters* vol. 38(3) (2013): pp. 281-283.

Rüeger J.M. *Electronic Distance Measurement.* Berlin: Springer, 1990.

Salvadé Y., Schuhler N., Lévêque S., Le Floch S.,. «High-accuracy absolute distance measurement using frequency comb referenced multiwavelength source.» *Applied Optics* vol. 47(14) (2008): pp. 2715-2720.

Samain E., Abchiche A., Albanese D., Geyskens N., Buchholtz G., Drean A., Dufour J., Eysseric J., Exertier P., Pierron F., Pierron1 M., Martinet-Lagarde G., Paris J., Torre J.M, Vioe H.,. «MeO: The new French lunar laser station.» *Proceedings of the 16th International Workshop on Laser Ranging*, 2008.

Simpson T.B., Doft F. «Double-locked laser diode for microwave photonics applications.» *IEEE,Photonics Technology Letters* vol. 11(11) (1999): pp. 1476-1478.

Swinkels B., Wendrich T., Bhattacharya N., Wielders A., Braat J.,. «Absolute distance metrology for space interferometers.» *Proceeding of the SPIE* vol. 5879 (2005): pp. 216– 222.

Taylor J., et al.,. «Characterization of Power-to-Phase Conversion.» *IEEE Photon. J.* vol. 3 (2011): pp. 140-151.

Van den Berg S.A., Kok G.J.P., Persijn S.T., Zeitouny M.G., Bhattacharya N., «Many-wavelength interferometry with thousands of lasers for absolute distance measurement», *Phys. Rev. Lett.* vol. 108 (2012), pp. 183901.

Volder J.E. «The CORDIC trigonometric computing technique.» *IRE Transactions on Electronic Computers* vol. 8 (1959): pp. 330-334.

Vrancken P. «Characterization of T2L2 on the Jason 2 ocean altimetry satellite and Micrometric laser ranging.» *Thèse de doctorat*, 2008. *tel.archives-ouvertes.fr/tel-00367703/*

Wilhelm R., Luong B. , Courteville A. , Estival S., Gonté F., Schuhler N.,. «Dual-wavelength low-coherence instantaneous phase-shifting interferometer to measure the shape of a segmented mirror with subnanometer precision.» *Applied Optics* vol. 47 (2008): pp. 5473-5491.

Ye J. «Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe.» *Optics Letters* vol. 29(10) (2004): pp. 1153–1155.

Zhang W., Li T., Lours M., Seidelin S., Santarelli G., Le Coq Y.,. «Amplitude to phase conversion of InGaAs pin photo-diodes for femtosecond lasers microwave signal generation.» *Appl. Phys. B* vol .6(2) (2012): pp. 301-308.

Annexes

Annexe A1 : Procédure de mesure et de calcul

J'expose ici la procédure de façon exhaustive.

NB: on utilisera plusieurs fois la fonction ci-dessous qui délivre une valeur précise de L, dans le cas où on dispose

- d'une mesure de haute précision, mais tirée d'une mesure de phase
- et une mesure absolue, mais de précision intermédiaire

L = correction (L_{brut}, L_{mod}, λ)

But : On dispose d'une mesure de L absolue, mais de précision intermédiaire, L_{brut} , et d'une mesure L_{mod} de L de précision plus élevée, mais obtenue par mesure de phase, donc repliée sur $[0,\lambda]$. On cherche la valeur de L absolue, de haute précision, ce qui est possible si L_{brut} est connue avec une précision meilleure que $\lambda/2$.

$L_{brut_mod} = L_{brut} - int(L_{brut}/\lambda)\times \lambda$
Si $|L_{mod} - L_{brut_mod}| > \lambda/2$
  Si $L_{mod} > L_{brut_mod}$
    $L = L_{brut} + (L_{mod} - \lambda - L_{brut_mod})$
  Si non
    $L = L_{brut} + (\lambda - L_{brut_mod} + L_{mod})$
Si non
  $L = L_{brut} + (L_{mod} - L_{brut_mod})$

<u>La procédure en détail</u>

Entre l'instant 0 et l'instant T, N groupes de 3 points sont acquis, on utilise le symbole $3p_i$ pour représenter le groupe de 3 points à l'instant $t_i = \frac{i}{N-1}T$ avec $i = 0:N-1$.

Le premier groupe $3p_0$ (à $t_0 = 0$) est utilisé pour déterminer la valeur de ε, le facteur A, les longueurs $(l-l_0)_{synt_0}$ et $(L-l_0)_{synt_0}$. Les autres groupes $3p_i\,(i=1:N-1)$ sont pour déterminer $(l-l_0)_{synt_i}$ et $(L-l_0)_{synt_i}$.

A partir de $3p_0$, on calcule le centre du segment ($\vec{a}_0$ à $t_0 = 0$), la longueur du segment ($2S_0$), l'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$ (Ψ_0), et enfin la longueur $\Delta L_{\text{inter_0}}$ déduite à partir de la phase interférométrique

Etape 1 : Déterminer ε et A

On fait l'hypothèse que ε <u>est constant pendant le temps d'acquisition de N groupes de 3 points</u>

i. Calculer les valeurs initiales ε_{01} ***e,*** A_{01}

L'idée est que ε^2 est suffisamment petit pour qu'on puisse procéder de façon itérative, permettant des calculs simples.

Ordre de grandeur : $\varepsilon \leq 0.25$ et $A \approx 1$

On sait que la longueur du segment est donnée par : $S_0 = A \times 2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}$. En posant $x \equiv A\left(1-\varepsilon^2\right) = \left|\overrightarrow{mes}\right|$, on obtient :

$$\frac{S_0}{2x} = \frac{A \times 2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}}{2A \times \left(1-\varepsilon^2\right)} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} \qquad \text{(A1 - 1)}$$

$$\Rightarrow \varepsilon = \sqrt{\frac{S_0^2}{S_0^2 + 4x^2}} \qquad \text{(A1 - 2).}$$

En faisant l'approximation $\sqrt{1-\varepsilon^2} \approx 1$ (avec une erreur maximale de 3×10^{-2}), on a $S_0/2x \approx \varepsilon$, et peut déduire donc :

$$d\varepsilon/\varepsilon \approx dx/x \qquad \text{(A1 - 3).}$$

D'autre part , on a :

$$A = \frac{S_0}{2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}} \qquad \text{(A1 - 4).}$$

En prenant l'approximation $A \approx S_0/2\varepsilon$, on peut déduire

$$dA/A \approx d\varepsilon/\varepsilon \qquad \text{(A1 - 5).}$$

Si on utilise $\left|\vec{a}_0\right|$ comme la valeur initiale de *x*, on a l'estimation de $x \approx \left|\vec{a}_0\right|$ avec une erreur relative maximum de 6×10^{-2}, ou $dx/x \approx 6 \times 10^{-2}$, en utilisant $x \approx \left|\vec{a}_0\right|$ dans les équation (A1 - 2) et (A1 - 4) , on connait ε et A avec une erreur relative maximum de 6×10^{-2}.

$$\varepsilon_{init} = \sqrt{\frac{S_0^2}{S_0^2 + 4\left|\vec{a}_0\right|^2}} \;; \qquad A_{init} = \frac{S_0}{2\varepsilon_{01}\sqrt{1-\varepsilon_{01}^2}} \qquad \text{(A1 - 6)}$$

ii. Soustraire la contribution de $\overrightarrow{ref}$ ***avec*** ε_{init} **,** A_{init} **,** $\left(l-l_0\right)_{tdv}$ ***et calculer*** ε_{02} **,** A_{02}

$$\overrightarrow{mes}_{01} = \vec{a}_0 - A_{init}\varepsilon_{init}^2 e^{i2\pi\left(l-l_0\right)_{tdv}/\Lambda} \qquad \text{(A1 - 7)}$$

Nous avons $d\left(A\varepsilon^2\right) = \varepsilon^2 dA + 2A\varepsilon d\varepsilon$. Avec les ordres de grandeur suivants : $\varepsilon \approx 0.25$, $A \approx 1$, $dA \approx 6 \times 10^{-2}$, $d\varepsilon \approx 1.5 \times 10^{-2}$, nous avons l'estimation $x \approx \left|\overrightarrow{mes}_{01}\right|$ avec une erreur maximum

de 1.1×10^{-2}. En utilisant $\left|\overrightarrow{mes}_{01}\right|$ au lieu de x dans les équations (A1 - 2) et (A1 - 4), on a des estimation de $\varepsilon \approx \varepsilon_{01}$ et $A \approx A_{01}$, avec une erreur relative maximum de 1.1×10^{-2}.

Cette étape (*ii.*) augmente la précision relative de la détermination ε et A par un facteur 6. Si on itère cette étape 3 fois, on trouvera les deux facteurs ($\varepsilon \approx \varepsilon_{04}$ et $A \approx A_{04}$) avec une précision relative meilleure que $\left(1.1\times10^{-2}\right)\times\left(1/6\right)^3 \approx 5\times10^{-5}$ qui sont suffisants pour trouver le vecteur $\overrightarrow{mes}$ avec une précision sur la phase synthétique meilleure que $\bar{\lambda}_{opt}/4\Lambda$ cycle.

Etape 2 : Chercher $\left(l-l_0\right)_{synt_0}$ et $\left(L-l_0\right)_{synt_0}$

i. Faire la correction ε^2 et chercher la valeur $\left(L-l_0\right)_{synt_0}$ de premier tour

$$\overrightarrow{mes}_{05} = \vec{a}_0 - A_{04}\varepsilon_{04}^2 e^{i2\pi\left(l-l_0\right)_{tdv}/\Lambda} \qquad \text{(A1 - 8)}$$

Chercher $\left(L-l_0\right)_{synt_0}$ à partir de $\left(L-l_0\right)_{tdv}$ et $angle\left(\overrightarrow{mes}_{05}\right)^{0,2\pi}$ par la fonction :

$$\left(L-l_0\right)_{synt_0_tour1} = correction\left[\left(L-l_0\right)_{tdv}, \Lambda\times angle\left(\overrightarrow{mes}_{05}\right)^{0,2\pi}/2\pi, \Lambda\right] \qquad \text{(A1 - 9)}$$

où $angle\left(\overrightarrow{mes}_{05}\right)^{0,2\pi}$ nous donne l'orientation de $\overrightarrow{mes}_{05}$ dans l'intervalle $\left[0, 2\pi\right[$.

ii. Chercher la valeur $\left(l-l_0\right)_{synt_0}$ de premier tour

On cherche $\left(L+l-2l_0\right)_{synt_0}$ à partir de $\left(L+l-2l_0\right)_{tdv}$ et orientation $\Psi_0^{0,2\pi}$ du vecteur $\overrightarrow{Int}$ en utilisant :

$$\left(L+l-2l_0\right)_{synt_0} = 2\times correction\left[\left(\frac{L+l-2l_0}{2}\right)_{tdv}, \Lambda\times\Psi_0^{0,2\pi}/2\pi, \Lambda\right] \qquad \text{(A1 - 10).}$$

Ensuite, on déduit $\left(l-l_0\right)_{synt}$ de premier tour :

$$\left(l-l_0\right)_{synt_0_tour1} = \left(L+l-2l_0\right)_{synt_0} - \left(L-l_0\right)_{synt_0_tour1} \qquad \text{(A1 - 11).}$$

iii. Faire la correction ε^2 de deuxième tour et chercher $\left(L-l_0\right)_{synt_0}$

On utilise $\left(l-l_0\right)_{synt_0_tour1}$ pour faire la correction ε^2

$$\overrightarrow{mes}_{06} = \vec{a}_0 - A_{04}\varepsilon_{04}^2 e^{i2\pi\left(l-l_0\right)_{synt_0_tour1}/\Lambda} \qquad \text{(A1 - 12)}$$

Chercher $\left(L-l_0\right)_{synt_0}$ à partir de $\left(L-l_0\right)_{tdv}$ et $angle\left(\overrightarrow{mes}_{06}\right)^{0,2\pi}$ en utilisant la fonction :

$$\left(L-l_0\right)_{synt_0} = correction\left[\left(L-l_0\right)_{tdv}, \Lambda \times angle\left(\overrightarrow{mes}_{06}\right)^{0,2\pi} \Big/ 2\pi, \Lambda\right] \text{(A1 - 13).}$$

iv. Chercher la valeur $\left(l-l_0\right)_{synt_0}$ ***de deuxième tour***

A partir de $\left(L+l-2l_0\right)_{synt_0}$ de l'équation (A1 - 10) et $\left(L-l_0\right)_{synt_0}$ de l'équation (A1 - 13), on calcule $\left(l-l_0\right)_{synt_0}$:

$$\left(l-l_0\right)_{synt_0} = \left(L+l-2l_0\right)_{synt_0} - \left(L-l_0\right)_{synt_0} \qquad \text{(A1 - 14)}$$

v. Chercher $\left(L-l\right)_{synt_0}$ ***de premier paquet de 3 points*** $3p_0$

$$\left(L-l\right)_{synt_0} = \left(L-l_0\right)_{synt_0} - \left(l-l_0\right)_{synt_0} \qquad \text{(A1 - 15)}$$

Etape 3 : Chercher $\left(L-l\right)_{synt_i}$ **à l'instant** t_i **avec** $i=1:N-1$ **et faire la correction sur** $\left(L-l\right)_{synt_i}$ **pour trouver** $\left(L-l\right)^0_{synt_i}$ **à l'instant t = 0.**

Les calculs suivants sont réalisés pour chaque groupe $3p_i\left(i=1:N-1\right)$

i. Calculer le centre du segment $\vec{a}_{0_i}$***, longueur du segment*** S_i***, l'orientation du vecteur*** $\overrightarrow{Int}$***,*** Ψ_i ***et la phase interférométrique*** $\Phi_{\text{inter_i}}$***.***

ii. Faire la correction ε^2 ***avec*** ε_{04}***,*** A_i***,*** $\left(l-l_0\right)_{synt_0}$ ***et chercher*** $\left(L-l\right)_{synt_i}$

On recalcule le facteur *A* pour chaque instant t_i pour éliminer les dérives de l'amplitude

$$A_i = \frac{S_i}{2\varepsilon_{04}\sqrt{1-\varepsilon_{04}^2}} \qquad \text{(A1 - 16).}$$

Après, on cherche le vecteur $\overrightarrow{mes}_i$ en utilisant A_i et ε_{05} :

$$\overrightarrow{mes}_i = \vec{a}_{0_i} - A_i\varepsilon_{04}^2 e^{i2\pi\left(l-l_0\right)_{synt_0}/\Lambda} \qquad \text{(A1 - 17)}$$

$angle\left(\overrightarrow{mes}_i\right)^{0,2\pi}$ correspond à la longueur $\left(L-l_0\right)_{synt_i}$ modulo la longueur d'onde Λ.

, et $\Psi_i^{0,2\pi}$ correspond à la longueur $\left(\left(L+l-2l_0\right)/2\right)_{synt_i}$ modulo $\bar{\lambda}_{opt}$.

Ensuite, on cherche $\left(L-l_0\right)_{synt_i}$ à partir de $\left(L-l\right)_{tdv}$, Φ_{synt_i} et on cherche $\left(L+l-2l_0\right)_{synt_i}$ à partir $\left(\left(L-l\right)_{tdv}+\left(l-l_0\right)_{tdv}\right)$, $\Psi_i^{0,2\pi}$ par la fonction :

$$\left(L-l\right)_{synt_i} = 2\times correction\left[\left(L-l\right)_{tdv}/2, \Lambda\times\Phi_{synt_i}/2\pi, \Lambda\right] \qquad \text{(A1 - 18)}$$

$$\left(L+l-2l_0\right)_{synt_i}=2\times correction\left[\left(\left(L-l_0\right)_{tdv}+\left(L-l_0\right)_{tdv}\right)/2,\Lambda\times\Psi_i^{0,2\pi}/2\pi,\Lambda\right] \quad \text{(A1 - 19)}$$

iv. Calculer le changement de L à l'instant t_i par rapport L_0 : $\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i)$

Pour commencer, on calcule la longueur modulo $\bar{\lambda}_{opt}$ de $\Delta L(t)$

$$\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}\equiv\bar{\lambda}_{opt}\times\Phi_{\text{inter}}\left(t_i\right)/2\pi \quad \text{(A1 - 20)}$$

Ensuite, on applique la procédure de calcul suivante afin de trouver le changement Δ_i de la longueur L par rapport à l'instant $t = 0$ selon le temps t_i avec $i = 1 : N-1$.

Si $\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}^{\text{mod}}\le\bar{\lambda}_{opt}/2$

Si $\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}<\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}^{\text{mod}}+\bar{\lambda}_{opt}/2$

$$\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i)=\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1})+\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}-\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}^{\text{mod}}$$

Si non

$$\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i)=\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1})-\bar{\lambda}_{opt}+\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}-\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}^{\text{mod}}$$

Si non

Si $\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}>\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}-\bar{\lambda}_{opt}/2$

$$\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i)=\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1})+\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}-\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}^{\text{mod}}$$

Si non

$$\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i)=\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1})+\bar{\lambda}_{opt}+\Delta L_{\text{inter}_(i)}^{\text{mod}}-\Delta L_{\text{inter}_(i-1)}^{\text{mod}}$$

v. Faire la correction pour trouver $\left(L-l\right)_{synt_i}^{0}$

$$\left(L-l\right)_{synt_i}^{0}=\left(L-l\right)_{synt_i}-\underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0,t_i) \quad \text{(A1 - 21)}$$

Après cette étape, on a une séries $\left[\left(L-l\right)_{synt_i}^{0}\right]$ avec $i=0:N-1$

Etape 4 : Chercher la moyenne de $\left[\left(L-l\right)_{synt_i}^{0}\right]$ et coordonner avec $\left(L-l\right)_{\text{inter}_0}$ *pour trouver* $\left(L-l\right)_0$

i. Faire la moyenne de $\left[\left(L-l\right)_{synt_i}^{0}\right]$

$$\left(L-l\right)_{synt_moy}^{0}=\frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N-1}\left(L-l\right)_{synt_i}^{0} \quad \text{(A1 - 22)}$$

ii. Calculer la valeur finale de $\left(L-l\right)_0$

Chercher $\left(L-l\right)_0$ à partir de $\left(L-l\right)_{synt_moy}^{0}$ et l'information interférométrique $\Delta L_{\text{inter}_0}$ par la fonction :

$$\left(L-l\right)_0 = 2\times correction\left[\left(L-l\right)^0_{synt_moy}, \Delta L_{\text{inter_0}}, \overline{\lambda}_{opt}\right] \qquad \text{(A1 - 23)}$$

Etape 5 : Déduire les valeurs de $\left(L-l\right)_i \left(i=1:N-1\right)$

$$\left(L-l\right)_i = \left(L-l\right)_0 + \underleftrightarrow{L_{Inter}}(t_0, t_i) \qquad \text{(A1 - 24)}$$

Finalement, on calcule une valeur moyenne $\left(l-l_0\right)_{synt_moy}$ qui sera utilisée pour la longueur initiale du cycle complet de mesure juste après.

$$\left(l-l_0\right)_{synt_moy} = \frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N-1}\left[\left(L+l-2l_0\right)_{synt_i} - \left(L-l\right)_{synt_i}\right] \qquad \text{(A1 - 25)}$$

Cette procédure est représentée ci-dessous sous la forme d'un enchainement d'instructions logiques.

Schéma général de la procédure d'acquisition et de traitement du signal du télémètre Iliade

Boucle FOR avec i = 1: N, pour acquérir N groupe de 3 points

i = 1 : N

Acquisition une groupe de 3 points à l'instant t_i

Input: deux signaux analogiques à 20Mhz C_1, C_2

Output: $\hat{a}_{1i}$, $\hat{a}_{2i}$, $\hat{a}_{3i}$

But: Acquérir des groupes de trois points avec des mesures de phase et amplitude du signal à trois fréquences différentes du laser maître

↓

Rechercher Segment

Inputs: $\hat{a}_{1i}$, $\hat{a}_{2i}$, $\hat{a}_{3i}$ $[\hat{a}_4]$, L_{tdv}, l_{tdv}, l_{0_tdv};

Outputs: CêntreSeg $\hat{a}_{0i}$, LongueurSeg S_i, DîrSeg Ψ_i, ErreurSeg ΔL_{inter_i}

But: déterminer la longueur, la direction, et le centre d'un segment dont trois points ont été échantillonnés à v_{opt}, v_{opt} +ISL/4, v_{opt} +ISL/2 (v_{opt} étant quelconque)

[optionnel: un test d'erreur pourra être fait pour vérifier si les trois [ou quatre] vecteurs définissent bien un segment à la précision près]

↓

*N groupes d'informations sur les 3*N points:*
$\{\hat{a}_{0i}, S_i, \Psi_i, \Delta L_{inter_i}\}$ avec i = 1:N

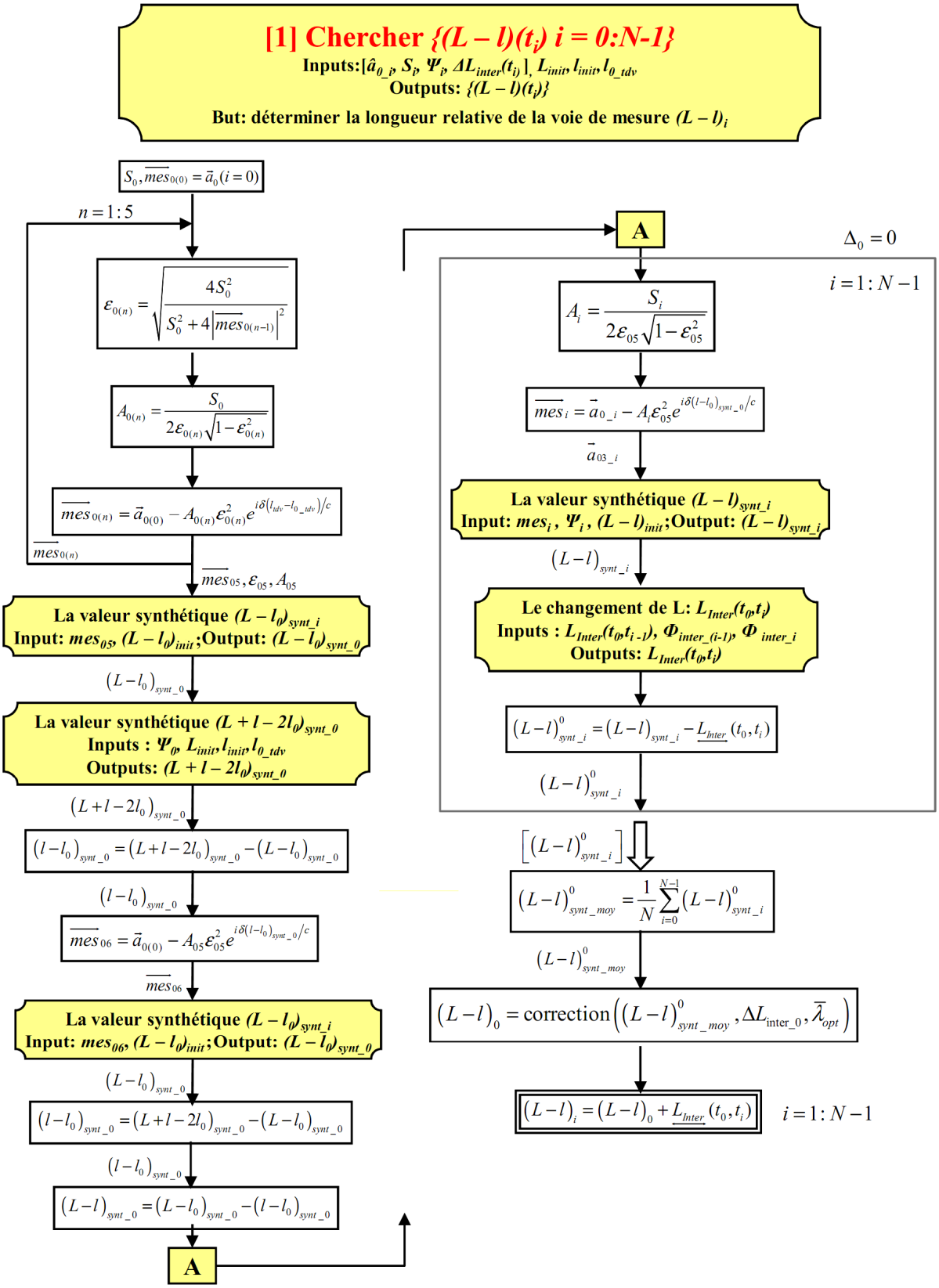
↓

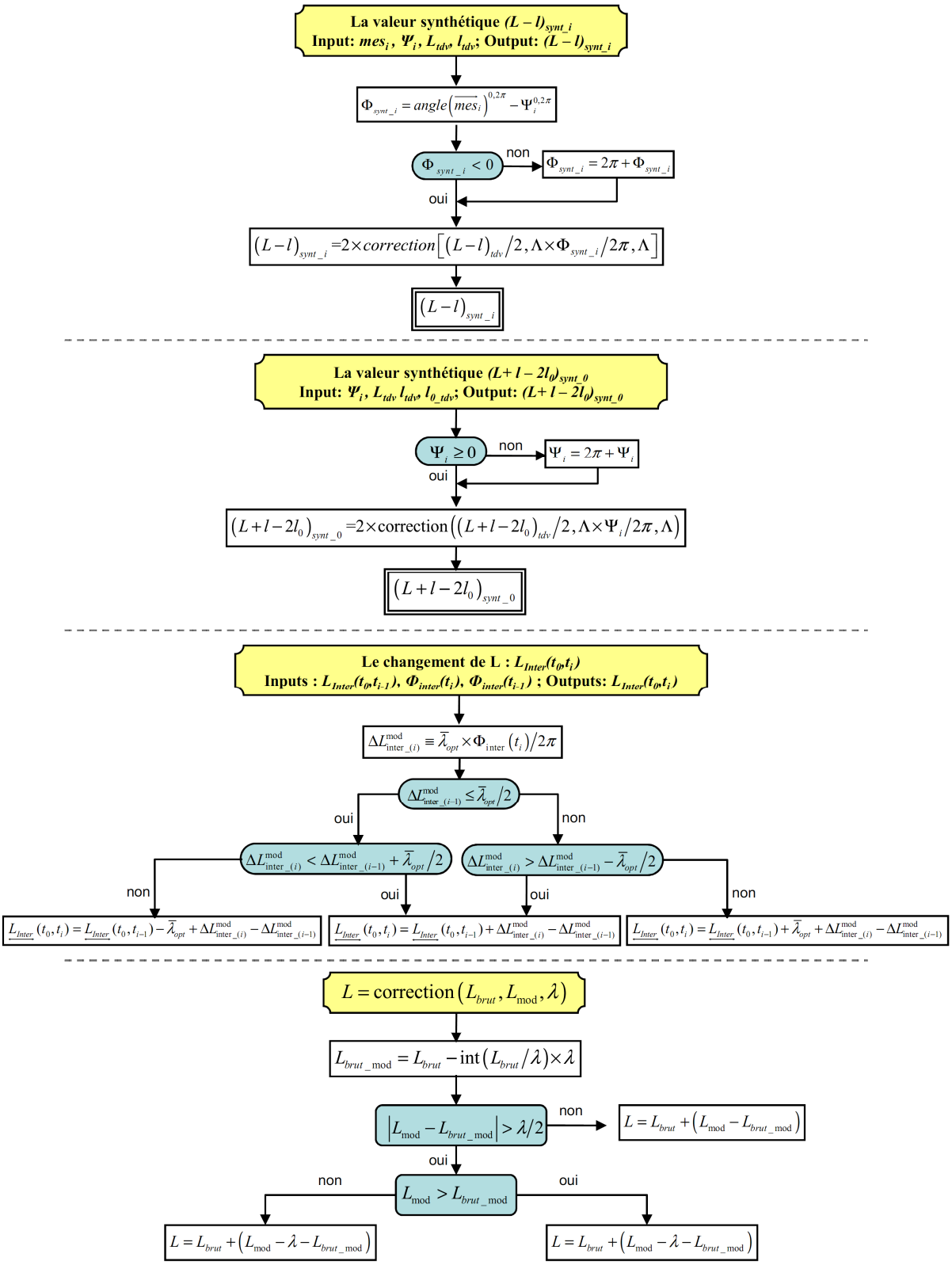
[1] Chercher $\{(L - l)(t_i)\ i = 0:N-1\}$

Inputs: $\hat{a}_{0i}$, S_i, Ψ_i, ΔL_{inter_i}, L_{tdv}, l_{tdv}, l_{0_tdv}

Outputs: $\{(L - l)(t_i)\}$

But: déterminer la longueur relative de la voie de mesure $(L - l)_i$ avec une haute précision


[1] Chercher {(L – l)(t_i) i = 0:N-1}
Inputs:[â_0_i, S_i, Ψ_i, ΔL_inter(t_i)], L_init, l_init, l_0_tdv
Outputs: {(L – l)(t_i)}
But: déterminer la longueur relative de la voie de mesure (L – l)_i
S_0, mes_0(0) = ā_0(i = 0)
n = 1:5
ε_0(n) = √(4S_0^2 / (S_0^2 + 4|mes_0(n-1)|^2))
A_0(n) = S_0 / (2ε_0(n)√(1 − ε_0(n)^2))
mes_0(n) = ā_0(0) − A_0(n)ε_0(n)^2 e^{iδ(l_tdv − l_0_tdv)/c}
mes_0(n)
mes_05, ε_05, A_05
La valeur synthétique (L – l_0)_synt_i
Input: mes_05, (L – l_0)_init;Output: (L – l_0)_synt_0
(L – l_0)_synt_0
La valeur synthétique (L + l – 2l_0)_synt_0
Inputs : Ψ_0, L_init, l_init, l_0_tdv
Outputs: (L + l – 2l_0)_synt_0
(L + l – 2l_0)_synt_0
(l – l_0)_synt_0 = (L + l – 2l_0)_synt_0 − (L – l_0)_synt_0
(l – l_0)_synt_0
mes_06 = ā_0(0) − A_05ε_05^2 e^{iδ(l – l_0)_synt_0/c}
mes_06
La valeur synthétique (L – l_0)_synt_i
Input: mes_06, (L – l_0)_init;Output: (L – l_0)_synt_0
(L – l_0)_synt_0
(l – l_0)_synt_0 = (L + l – 2l_0)_synt_0 − (L – l_0)_synt_0
(l – l_0)_synt_0
(L – l)_synt_0 = (L – l_0)_synt_0 − (l – l_0)_synt_0
A
A
Δ_0 = 0
i = 1 : N − 1
A_i = S_i / (2ε_05√(1 − ε_05^2))
mes_i = ā_0_i − A_iε_05^2 e^{iδ(l – l_0)_synt_0/c}
ā_03_i
La valeur synthétique (L – l)_synt_i
Input: mes_i, Ψ_i, (L – l)_init;Output: (L – l)_synt_i
(L – l)_synt_i
Le changement de L: L_Inter(t_0,t_i)
Inputs : L_Inter(t_0,t_i -1), Φ_inter_(i-1), Φ inter_i
Outputs: L_Inter(t_0,t_i)
(L – l)^0_synt_i = (L – l)_synt_i − L_Inter(t_0, t_i)
(L – l)^0_synt_i
[(L – l)^0_synt_i]
(L – l)^0_synt_moy = 1/N Σ_{i=0}^{N-1} (L – l)^0_synt_i
(L – l)^0_synt_moy
(L – l)_0 = correction((L – l)^0_synt_moy, ΔL_inter_0, λ̄_opt)
(L – l)_i = (L – l)_0 + L_Inter(t_0, t_i)
i = 1 : N − 1


La valeur synthétique $(L-l)_{synt_i}$
Input: mes_i, Ψ_i, L_{tdv}, l_{tdv}; Output: $(L-l)_{synt_i}$
$\Phi_{synt_i} = angle\left(\overrightarrow{mes_i}\right)^{0,2\pi} - \Psi_i^{0,2\pi}$
$\Phi_{synt_i} < 0$
non
$\Phi_{synt_i} = 2\pi + \Phi_{synt_i}$
oui
$(L-l)_{synt_i} = 2\times correction\left[(L-l)_{tdv}/2, \Lambda\times\Phi_{synt_i}/2\pi, \Lambda\right]$
$(L-l)_{synt_i}$
La valeur synthétique $(L+l-2l_0)_{synt_0}$
Input: Ψ_i, L_{tdv} l_{tdv}, l_{0_tdv}; Output: $(L+l-2l_0)_{synt_0}$
$\Psi_i \geq 0$
non
$\Psi_i = 2\pi + \Psi_i$
oui
$(L+l-2l_0)_{synt_0} = 2\times correction\left((L+l-2l_0)_{tdv}/2, \Lambda\times\Psi_i/2\pi, \Lambda\right)$
$(L+l-2l_0)_{synt_0}$
Le changement de L : $L_{Inter}(t_0,t_i)$
Inputs : $L_{Inter}(t_0,t_{i-1})$, $\Phi_{inter}(t_i)$, $\Phi_{inter}(t_{i-1})$; Outputs: $L_{Inter}(t_0,t_i)$
$\Delta L^{mod}_{inter_(i)} \equiv \bar{\lambda}_{opt} \times \Phi_{inter}(t_i)/2\pi$
$\Delta L^{mod}_{inter_(i-1)} \leq \bar{\lambda}_{opt}/2$
oui
non
$\Delta L^{mod}_{inter_(i)} < \Delta L^{mod}_{inter_(i-1)} + \bar{\lambda}_{opt}/2$
$\Delta L^{mod}_{inter_(i)} > \Delta L^{mod}_{inter_(i-1)} - \bar{\lambda}_{opt}/2$
non
oui
oui
non
$\underline{L_{Inter}}(t_0,t_i) = \underline{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1}) - \bar{\lambda}_{opt} + \Delta L^{mod}_{inter_(i)} - \Delta L^{mod}_{inter_(i-1)}$
$\underline{L_{Inter}}(t_0,t_i) = \underline{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1}) + \Delta L^{mod}_{inter_(i)} - \Delta L^{mod}_{inter_(i-1)}$
$\underline{L_{Inter}}(t_0,t_i) = \underline{L_{Inter}}(t_0,t_{i-1}) + \bar{\lambda}_{opt} + \Delta L^{mod}_{inter_(i)} - \Delta L^{mod}_{inter_(i-1)}$
$L = correction\left(L_{brut}, L_{mod}, \lambda\right)$
$L_{brut_mod} = L_{brut} - \mathrm{int}\left(L_{brut}/\lambda\right)\times\lambda$
$\left|L_{mod} - L_{brut_mod}\right| > \lambda/2$
non
$L = L_{brut} + \left(L_{mod} - L_{brut_mod}\right)$
oui
non
$L_{mod} > L_{brut_mod}$
oui
$L = L_{brut} + \left(L_{mod} - \lambda - L_{brut_mod}\right)$
$L = L_{brut} + \left(L_{mod} - \lambda - L_{brut_mod}\right)$

Calculs de l'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$ et de la phase interférométrique

L'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$

L'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$ peut être obtenue en utilisant $\vec{a}_1 - \vec{a}_2$ ou $\vec{a}_2 - \vec{a}_3$, à un signe près. Si $|\vec{a}_1 - \vec{a}_2| \leq |\vec{a}_1 - \vec{a}_0|$, $\vec{a}_2$ et $\vec{a}_3$ ont deux directions opposées, on exploite donc $(\vec{a}_2 - \vec{a}_3)$ afin de calculer l'orientation du vecteur :

$$\Psi = angle(\vec{a}_2 - \vec{a}_3) \quad ou \quad angle(\vec{a}_2 - \vec{a}_3) + \pi \qquad \text{(A1 - 26)}$$

Sinon, on utilise $(\vec{a}_2 - \vec{a}_1)$ dans l'équation (A1 - 26) pour éviter d'utiliser un vecteur dont la longueur est presque nulle : elle est au moins égale à la demi-longueur (S) du segment, donc efficace pour caractériser l'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$.

Pour déterminer correctement Ψ, on utilise les résultats de mesure de temps de vols (et de mesures faites à la réalisation de l'instrument) qui nous donnent les valeurs de *L*, *l*, l_0 avec une précision meilleure que 100µm.

On a :

$$\Psi = \left[2\pi\left(L(t) + l - 2l_0\right)/\Lambda\right]_{\text{modulo } 2\pi}, \quad \Psi \in [0, 2\pi[\qquad \text{(A1 - 27)}$$

On peut déduire donc l'incertitude, $u^2(\Psi)$ sur la détermination de Ψ :

$$u^2(\Psi) = \left(\frac{\partial\Psi}{\partial L}\right)^2 u^2(L) + \left(\frac{\partial\Psi}{\partial l}\right)^2 u^2(l) + \left(\frac{\partial\Psi}{\partial l_0}\right)^2 u^2(l_0) \qquad \text{(A1 - 28)}$$

Pour la mesure de temps de vols, prenons $u_{tdv} \equiv u(L) = u(l) = u(l_0) < 100$ µm. On a donc :

$$\frac{u(\Psi)}{2\pi} = \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{\delta}{c}u_{tdv} = \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{2\pi \times 20 \times 10^9}{3 \times 10^8}100 \times 10^{-6} = 8.2 \times 10^{-3}\ cycle \qquad \text{(A1 - 29).}$$

Par la mesure de temps de vols, on connait donc Ψ avec la précision de 8.2×10^{-3} cycle. En comparant ces valeurs avec les deux résultats de l'équation (A1-26), on peut déterminer l'orientation du vecteur $\overrightarrow{Int}$ comme suit :

Avec le résultat de la mesure de temps de vols, on calcule l'orientation brute Ψ_{tdv} :

$$\Psi_{tdv} = \left[2\pi\left(L_{tdv} + l_{tdv} - 2l_{0_tdv}\right)/\Lambda\right]_{\text{modulo } 2\pi}, \quad \Psi_{tdv} \in [0, 2\pi[$$

On transforme Ψ_{tdv} en $\Psi_{tdv}^{\pm}$ sur $]-\pi, \pi]$, si $\Psi_{tdv} > \pi$, $\Psi_{tdv}^{\pm} = \Psi_{tdv} - 2\pi$ où le symbole $^{\pm}$ indique qu'on choisit l'intervalle $]-\pi, +\pi]$ et non $[0, 2\pi[$. Ensuite, on applique la procédure de calcul suivante pour trouver Ψ_{synt} :

Si $\left|\vec{a}_1-\vec{a}_2\right|\le\left|\vec{a}_2-\vec{a}_3\right|$

Si $\left|angle\left(\vec{a}_2-\vec{a}_3\right)^{\pm}-\Psi_{tdv}^{\pm}\right|<0.1$

$\Psi_{synt}=angle\left(\vec{a}_2-\vec{a}_3\right)^{\pm}$

Si non

Si $\left|angle\left(\vec{a}_2-\vec{a}_3\right)^{\pm}-\Psi_{tdv}^{\pm}\right|-\pi<0.1$

$\Psi_{synt}=angle\left(\vec{a}_3-\vec{a}_2\right)^{\pm}$

Sinon, renvoyer un message d'erreur

Si non

Si $\left|angle\left(\vec{a}_2-\vec{a}_1\right)^{\pm}-\Psi_{tdv}^{\pm}\right|<0.1$

$\Psi_{\text{synt}}=angle\left(\vec{a}_2-\vec{a}_1\right)^{\pm}$

Si non

Si $\left|angle\left(\vec{a}_2-\vec{a}_1\right)^{\pm}-\Psi_{tdv}^{\pm}\right|-\pi<0.1$

$\Psi_{\text{synt}}=angle\left(\vec{a}_1-\vec{a}_2\right)^{\pm}$

Si non, renvoyer un message d'erreur

La valeur de ΔL_{inter} ***(*** $\Delta L_{\text{inter}}\equiv\left(\Phi_{\text{inter}}/2\pi\right)\bar{\lambda}_{opt}$ ***),*** $\Delta L_{\text{inter}}\in[0,\bar{\lambda}_{opt}[$

Par soustraction de $\vec{a}_0$ à $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_2$, on obtient deux déterminations différentes de la phase interférométrique Φ_{inter} puisque

$$\begin{cases}\vec{a}_1-\vec{a}_0=S\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi}\\ \vec{a}_2-\vec{a}_0=-S\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi}\end{cases}\qquad\text{(A1 - 30).}$$

où $\vec{a}_0$, $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, S et Ψ sont connus, et on choisit celle des deux déterminations qui minimise l'erreur : on utilise

$$\cos\left(\Phi_{\textbf{inter}}\right)=\frac{\cos(\Psi)\,\mathrm{Re}(a_1-a_0)+\sin(\Psi)\,\mathrm{Im}(a_1-a_0)}{S}$$

ou bien (A1 - 31)

$$\sin\left(\Phi_{\textbf{inter}}\right)=\frac{-\cos(\Psi)\,\mathrm{Re}(a_2-a_0)-\sin(\Psi)\,\mathrm{Im}(a_2-a_0)}{S}$$

suivant que $\left|\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right|\le\left|\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right|$ ou bien $\left|\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right|>\left|\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right|$.

Ensuite, ΔL_{inter} est déduite par : $\Delta L_{\text{inter}}=\left(\Phi_{\text{inter}}/2\pi\right)\bar{\lambda}_{opt}$

Annexe A2 : Condition sur la vitesse de la cible.

Procédure à 3 points $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$

Le fait que la cible se déplace *pendant* l'exécution d'un motif à trois points,

$$\vec{a}_1\left(\nu_{opt}\right),\ \text{puis}\ \ \vec{a}_2\left(\nu_{opt}+ISL/4\right),\ \text{puis}\ \ \vec{a}_3\left(\nu_{opt}+ISL/2\right),$$

est source d'une erreur systématique, notamment parce que la détermination du vecteur central $\vec{a}_0$ est affectée. Cette annexe précise la limite sur le déplacement de la cible entre les instants de mesure de $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_3$ au-delà de laquelle l'erreur sur $\vec{a}_0 = (\vec{a}_1 + \vec{a}_3)/2$ affecte la convergence de la procédure, en provoquant un décalage d'un nombre entier de longueurs d'onde optique sur la mesure de longueur.

Dans un premier temps nous considérons le cas où la procédure de mesure repose sur le motif à 3 points exposé au §3.3, lorsque le cible se déplace, les trois points deviennent :

$$\begin{aligned}
\vec{a}_1 &= e^{-i2\pi e/\Lambda}\times\overrightarrow{mes}+\overrightarrow{réf}+e^{-i\pi e/\Lambda}\times S\cos\left[\Phi_{\text{inter}}-2\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right]e^{i\Psi_{synt}}\\
\vec{a}_2 &= \overrightarrow{mes}+\overrightarrow{réf}-S\sin\left[\Phi_{\text{inter}}\right]e^{i\Psi_{synt}}\\
\vec{a}_3 &= e^{i2\pi e/\Lambda}\times\overrightarrow{mes}+\overrightarrow{réf}-e^{i\pi e/\Lambda}\times S\cos\left[\Phi_{\text{inter}}+2\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right]e^{i\Psi_{synt}}
\end{aligned}\qquad \text{(A2 - 1)}$$

Dans ce cas là, avec l'interférence, les besoins en précision sont respectivement $\lambda/4\Lambda$ cycles sur la phase (éq. 3-18) et $\pi\lambda/4\Lambda$ sur le rapport d'amplitude (éq. 3.19). On peut calculer l'effet du déplacement $V\tau$ de la cible pendant l'instant τ entre l'acquisition du point $\vec{a}_i$ et celle du point $\vec{a}_{i+1}$ (i = 1, 2). Posons $e \equiv 2V\tau$. Entre l'acquisition de $\vec{a}_1$ et de $\vec{a}_3$ la longueur ΔL subit un décalage $2e$. Avec $(\vec{a}_1+\vec{a}_3)/2$, on obtient, en supposant $4V\tau << \lambda$, le centre du segment :

$$\vec{a}_{0_e} = \vec{a}_0 + \frac{1}{2}S\left[\cos\left(2\pi\frac{\Delta L - e}{\bar{\lambda}_{opt}}\right)-\cos\left(2\pi\frac{\Delta L + e}{\bar{\lambda}_{opt}}\right)\right]\qquad \text{(A2 - 2)}$$

induisant une erreur sur $\vec{a}_0$,

$$\vec{a}_{0_e} - \vec{a}_0 \approx S\pi\frac{2e}{\bar{\lambda}_{opt}}\sin\left(2\pi\frac{\Delta L}{\bar{\lambda}_{opt}}\right)e^{i\Phi}\qquad \text{(A2 - 3).}$$

Dans le cas d'un segment orthoradial, situation qui maximise l'effet, l'erreur sur l'orientation de $\vec{a}_0$ sera de

$$angle\ (\vec{a}_{0_e},\vec{a}_0) \approx \frac{\left|\vec{a}_{0_e}-\vec{a}_0\right|}{\left|\vec{a}_0\right|} \approx \frac{S}{\left|\vec{a}_0\right|}\pi\frac{2e}{\bar{\lambda}_{opt}}\qquad \text{(A2 - 4).}$$

Dans les conditions typiques des enregistrements, $S \approx \left|\vec{a}_0\right|/2$, et donc, pour que l'erreur sur l'angle soit plus petite que $2\pi\bar{\lambda}_{opt}/4\Lambda$, la vitesse ne doit pas excéder

$$V_{\max} = \frac{1}{8\tau}\frac{\overline{\lambda}_{opt}^2}{\Lambda}\frac{|\vec{a}_0|}{S} \approx \frac{1}{4\tau}\frac{\overline{\lambda}_{opt}^2}{\Lambda} \qquad \text{(A2 - 5)},$$

on attend donc, pour $\tau = 15\,\mu s$ (cf §4.1.5), une vitesse limite de 2.6µm/s.

Simulation avec Matlab.

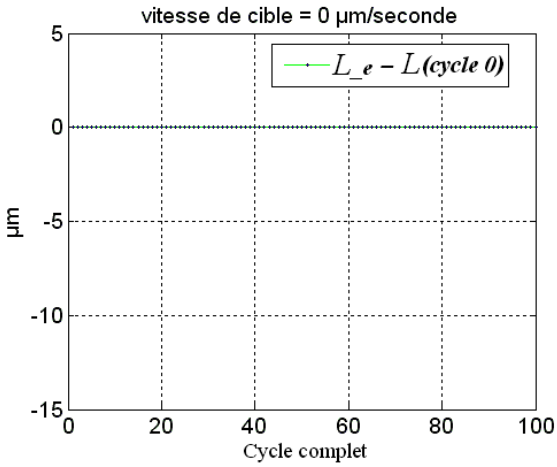
Pour confirmer cette limite, je simule M cycles de mesure successifs, chacun comportant N groupes de 3 points. Pendant le temps d'acquisition $3\times N\times M$ points, la distance à mesurer change avec une vitesse V. Cadence d'acquisition τ = 15µs. On a donc, au moment de la mesure $\#k$ une longueur :

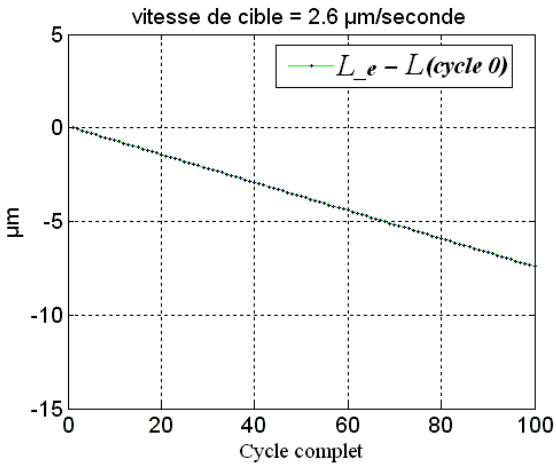
$$L(k) \;=\; L - k\times 15\times 10^{-6}\times V\times 2 \quad avec \;\; k \;=\; 1:3\times N\times M \qquad \text{(A2 - 6)}$$

La simulation est faite avec :

- en générant M ensembles de N groupes de 3 vecteurs, correspondant au signal d'interférence à deux modes, en respectant le mouvement (Eq. A2 - 7) de la cible
- en choisissant la situation la plus défavorable (segment ortho-radial)
- sans bruit statistique
- pour M =100 cycles de mesure, N = 320 groupes de 3 points.
- pour différentes valeurs de la vitesse de la cible: 0, 2.6 µm/s, 2.8 µm/s et 5 µm/s

On trace les résultats $(L_{_e} - L(0))_{Inter}^{t=0}$ à l'instant t = 0 des 100 cycles complets de mesure:





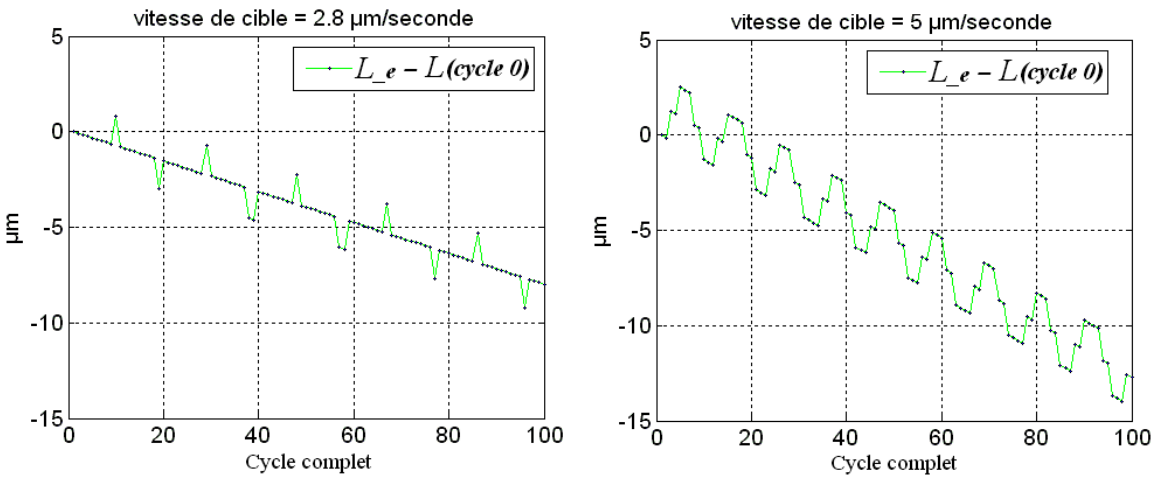


Fig. A2-1. Valeurs de la mesure de longueur, dans le cas où la cible se déplace à une vitesse constante.

On voit que l'apparition des valeurs erronées est synchronisée avec l'ordre d'interférence.

Procédure à 5 points $\vec{a}_1', \vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3, \vec{a}_3'$

L'expression de la limite (l'équation (A2-6)) fait intervenir des paramètres sur lesquels on a peu de marge, alors qu'on souhaite faire reculer la limite par plusieurs ordres de grandeur. Il est donc naturel d'envisager une façon de réaliser la procédure qui soit moins sensible à ce défaut.

Le changement de L entre deux points successifs est $e = 2V\tau$ où V est la vitesse constante de la cible (en m/s), τ est la cadence d'acquisition ($\tau = 15\mu s$). A cause ce déplacement de la cible, les 5 points mesurés

$$\vec{a}_1'(\nu_{opt}),\ \vec{a}_1(\nu_{opt}),\ \vec{a}_2(\nu_{opt} + ISL/4),\ \vec{a}_3(\nu_{opt} + ISL/2),\ \vec{a}_3'(\nu_{opt} + ISL/2),$$

avec des erreurs, représentés par l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
\vec{a}_1' &= e^{-i4\pi e/\Lambda} \times \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + e^{-i2\pi e/\Lambda} \times S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} - 4\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right] e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_1 &= e^{-i2\pi e/\Lambda} \times \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + e^{-i\pi e/\Lambda} \times S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} - 2\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right] e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_2 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\sin\left[\Phi_{\text{inter}}\right] e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_3 &= e^{i2\pi e/\Lambda} \times \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - e^{i\pi e/\Lambda} \times S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 2\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right] e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_3' &= e^{i4\pi e/\Lambda} \times \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - e^{i2\pi e/\Lambda} \times S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 4\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right] e^{i\Psi_{synt}}
\end{aligned} \qquad \text{(A2 - 7)}$$

où $\overrightarrow{mes} \equiv A(1-\varepsilon^2)e^{i2\pi(L(t)-l_0)/\Lambda}$, $\overrightarrow{réf} \equiv A\varepsilon^2 e^{i2\pi(l-l_0)/\Lambda}$, $S \equiv 2A\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}$,
$\Psi_{synt} \equiv 2\pi\left((L+l)/2 - l_0\right)/\Lambda$, $\bar{\lambda}_{opt} \equiv c/\left(\nu_{opt} + F/2\right)$, $\Phi_{\text{inter}} \equiv \left[2\pi(L-l)/\bar{\lambda}_{opt}\right]_{\text{modulo } 2\pi}$

<u>La procédure modifiée est donnée par les équations suivantes :</u>

1. **Le centre du segment** $\vec{a}_0 \equiv \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf}$

Au lieu de $1/2\left(\vec{a}_1+\vec{a}_3\right)$, on utilise pour estimer $\vec{a}_0$.

$$\vec{a}_0 = 1/2\left[2\left(\vec{a}_1+\vec{a}_3\right)-\left(\vec{a}_1'+\vec{a}_3'\right)\right] \qquad \text{(A2 - 8).}$$

En se limitant à des vitesses $V \leq 1000\,\mu m/s$, e/Λ n'excède pas 2×10^{-6} (pour $\tau = 15\mu s$). On peut faire l'approximation $e^{i4\pi e/\Lambda} \approx 1+i4\pi e/\Lambda$ avec une erreur meilleure que $\left(4\pi e/\Lambda\right)^2/2$ qui est de l'ordre de 0.5×10^{-9}. Avec des transformations trigonométriques, on obtient :

$$\begin{aligned}\vec{a}_{0_e} = &\left[1+4\cos\left(2\pi e/\Lambda\right)\times\sin^2\left(\pi e/\Lambda\right)\right]\overrightarrow{mes}+\overrightarrow{réf}\\ &+S\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\left[4\sin\left(2\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)\sin^2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)\right]e^{i\Psi_{synt}}\\ &+i\times4\pi e/\Lambda\times S\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\left[\sin\left(3\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)\sin\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)\right]e^{i\Psi_{synt}}\end{aligned} \qquad \text{(A2 - 9)}$$

Chacun des trois termes (en vert, bleu, rouge) donne des erreurs sur la détermination de centre du segment. En approximant *sin(x)* ≈ *x* lorsque *x* << 1 pour $\pi e/\bar{\lambda}_{opt}$ et $2\pi e/\Lambda$, on aura :

$$\begin{aligned}\vec{a}_{0_e} \approx \vec{a}_0 \quad &+ \quad 8\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^3\times S\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi_{synt}}\\ &+ \quad i\times12\pi e/\Lambda\times\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2\times S\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi_{synt}}\end{aligned} \qquad \text{(A2 - 10)}$$

Le terme en rouge peut être négligé devant le terme bleu, car il est plus petit par un facteur $4\bar{\lambda}_{opt}/3\Lambda \approx 1.3\times10^{-4}$, indépendamment de la vitesse de cible et de la cadence d'acquisition. Nous avons donc :

$$\vec{a}_{0_e}-\vec{a}_0 \approx 8S\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^3\times\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi_{synt}} \qquad \text{(A2 - 11)}$$

L'erreur sur la détermination de $\vec{a}_0$ peut donner une erreur sur la détermination du vecteur $\overrightarrow{mes}$, au maximum de l'ordre de :

$$\text{erreur} \leq 4\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^3 \text{ radian, en prenant } S \approx 0.5 \qquad \text{(A2 - 12)}$$

2. La longueur du segment

Avec la procédure à 3 points, la longueur du segment est calculé par :

$$S = \sqrt{\left|\vec{a}_1-\vec{a}_0\right|^2+\left|\vec{a}_2-\vec{a}_0\right|^2} \qquad \text{(A2 - 13)}$$

Avec 5 points, on utilise l'expression ci-dessous pour éliminer les termes linéaires en *e* dans la longueur du segment :

$$S = \sqrt{\left|\vec{a}_2-\vec{a}_0\right|^2+\left|\vec{a}_1-\vec{a}_3\right|^2/4} \qquad \text{(A2 - 14).}$$

En effet :

$$\sqrt{\left|\vec{a}_2-\vec{a}_0\right|^2+\left|\vec{a}_1-\vec{a}_3\right|^2/4}=S\sqrt{1-\cos^2\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\sin^2\left(2\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)}$$
$$\approx S\left(1-2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2\cos^2\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right) \qquad \text{(A2 - 15)}$$

L'estimation de S par l'équation (A2 - 14) est d'une précision relative meilleure que $2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2$.

Au §3.3.2, la demi-longueur du segment est utilisée pour estimer la valeur de epsilon ε et le facteur A afin de faire la correction du petit vecteur $\overrightarrow{ref}$ dans $\vec{a}_0$. En prenant les équations (3-10 et 3-11), on fait des approximations simples de ε et le facteur A avec la précision relative de $2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2$ et $4\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2$, successivement. La longueur du petit vecteur $\overrightarrow{ref}$ est de $A\varepsilon^2$ (de l'ordre de grandeur de 6% par rapport à la longueur du vecteur $\overrightarrow{mes}$), on a donc après la soustraction du vecteur $\overrightarrow{ref}$ une précision de $A4\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2\varepsilon^2$ sur la longueur $\vec{a}_0$. Le facteur A est de l'ordre de 1, $\varepsilon^2=6.25\%$, l'erreur causé sur la détermination de phase du $\overrightarrow{mes}$ (causé par l'erreur de la détermination du S) après la correction du vecteur $\overrightarrow{ref}$ est donc environ :

$$4\varepsilon^2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2 \text{ radian} \qquad \text{(A.2 - 16)}$$

En regroupant (A2 - 12) et (A2 - 16), l'erreur maximum sur la détermination de la phase du vecteur $\overrightarrow{mes}$ causée par le déplacement de cible est de : $4\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^3+4\varepsilon^2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2$.

Pour respecter la limite de précision de $\bar{\lambda}_{opt}/4\Lambda$ cycle de mesure de phase, pour que le déplacement de la cible ne gène pas la procédure télémétrique, il faut :

$$\frac{4\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^3+4\varepsilon^2\left(\pi e/\bar{\lambda}_{opt}\right)^2}{2\pi}\le\bar{\lambda}_{opt}/4\Lambda \qquad \text{(A2 - 17)}$$

En traçant l'erreur maximum en fonction de la vitesse de cible avec la cadence d'acquisition τ = 15µs, je trouve une limite de 350µm/s à la vitesse de la cible.

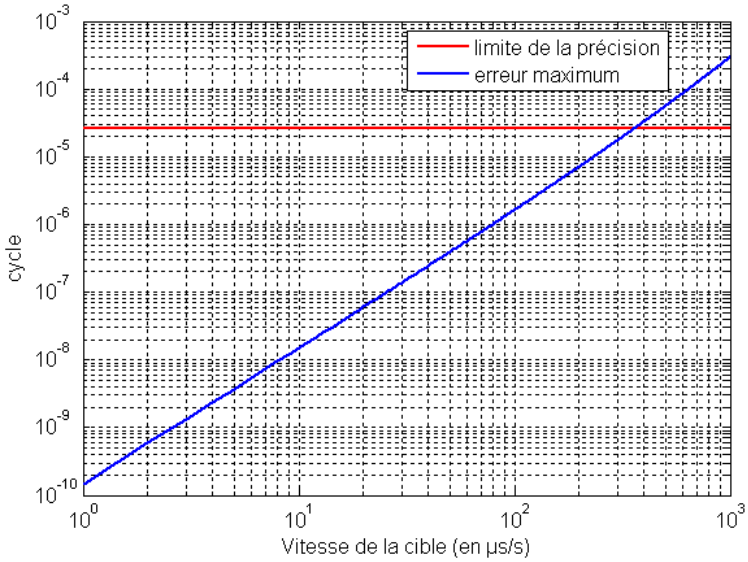


Fig. A2.2. Limite de la vitesse de la procédure télémétrique $\vec{a}_1', \vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3, \vec{a}_3'$

La simulation ci-dessous confirme la limite de 350 µm/s pour la vitesse de cible lorsqu'on utilise la procédure de mesure $\vec{a}_1', \vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3, \vec{a}_3'$

Simulation avec Matlab :

La simulation est faite suivant le même principe que pour les cas de la procédure à trois points, pour des valeurs de la vitesse de la cible: 10, 100 µm/s, 350 µm/s et 400 µm/s (Fig. A2-3)

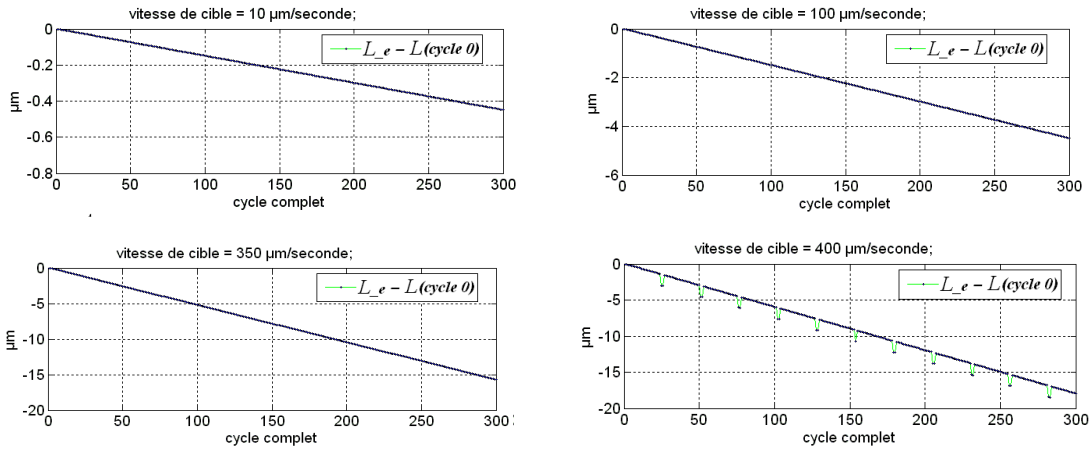


Fig. A2-3. Simulation de la procédure télémétrique avec une cible de vitesse constante

Les conditions sont identiques à la Fig. A2-1.

Annexe A3 : Condition sur le bruit de la fréquence du laser

Dans cette annexe je regarde les conditions à remplir pour que le bruit de fréquence optique de la source n'engendre pas de valeurs de longueur aberrantes (décalées d'un multiple de la longueur d'onde optique)

Procédure à 3 points $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$

Si la fréquence du laser maître varie pendant le temps d'acquisition des paquets de 3 points, notamment entre le début et la fin des prises de données d'un groupe de trois points, une erreur systématique affecte les mesures. La problématique est très voisine de celle associée au mouvement de la cible (annexe A2), et le traitement est voisin.

On suppose que la fréquence ν_{opt} dérive de $2\Delta\nu_{opt}$ entre l'acquisition de $\vec{a}_1$ et de $\vec{a}_3$. On écrit donc

$$\vec{a}_{3_\delta\nu} = \vec{a}_0 - S\cos\left(2\pi(\nu_{opt} + 2\Delta\nu_{opt} + F/2)\frac{\Delta L}{c}\right) \neq \vec{a}_3 \qquad \text{(A3 - 1)},$$

et, suivant le même raisonnement qu'à l'annexe A2

$$\vec{a}_{0_\delta\nu} - \vec{a}_0 \approx S\pi\frac{\Delta L}{c}2\Delta\nu_{opt}\sin\left(2\pi\frac{\Delta L}{c}(\nu_{opt} + F/2)\right)e^{i\Phi} \qquad \text{(A3 - 2)}$$

Avec $2\Delta\nu_{opt} << ISL$ et pour le cas du segment ortho radial, on trouve que

$$Angle\ (\vec{a}_{0_\delta\nu}, \vec{a}_0) \approx \frac{S}{|\vec{a}_0|}\pi\frac{\Delta L}{c}2\Delta\nu_{opt} = \frac{S}{|\vec{a}_0|}\pi\frac{2\Delta\nu_{opt}}{ISL} \qquad \text{(A3 - 3)}$$

et pour respecter la condition $\left|Angle\ (\vec{a}_{0_\delta\nu}, \vec{a}_0)\right| < 2\pi\frac{\lambda}{4\Lambda}$ on arrive à

$$\frac{2\Delta\nu_{opt}}{\nu_{opt}} < \frac{|\vec{a}_0|}{S}\frac{\lambda^2}{2\Lambda\,\Delta L} = \frac{|\vec{a}_0|}{S}\frac{ISL\times F}{2\nu_{opt}^2} \qquad \text{(A3 - 4)}$$

comme limite à l'excursion relative en fréquence, entre $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_3$.

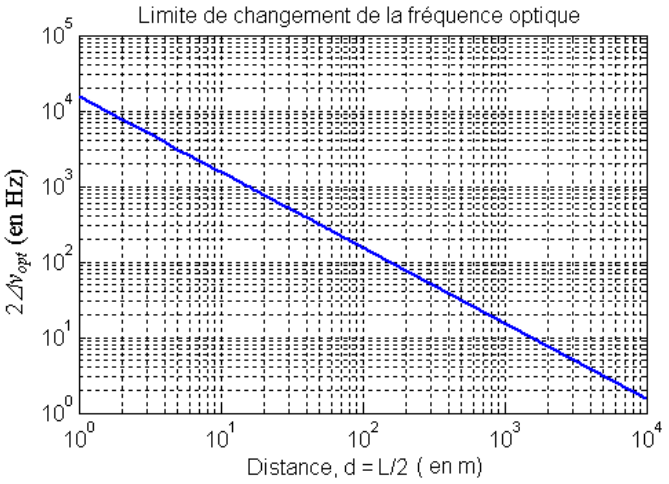


Fig. A3.1. Limite à la variation de la fréquence optique dans le temps de 30 µs d'acquisition de 3 points, fonction de la distance à mesurer et pour un segment de longueur $2S \approx |\vec{a}_0|$**,**

Si la vitesse d'acquisition est 2τ = 30 µs pour 3 points, à échelle de temps de 30 µs (33 kHz), pour que le télémètre marche, le bruit de fréquence du laser ne doit pas dépasser 15 Hz pour d = 1000 m, 150 Hz pour d = 100 m. Il faut donc stabiliser la fréquence du laser à mieux que 15 Hz/33 kHz si on veut le télémètre marche jusqu'à la distance 1000 m à la vitesse d'acquisition de 30 µs pour 3 points.

<u>Procédure avec 5 points</u> $\vec{a}_1', \vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3, \vec{a}_3'$ **:**

On suppose que la fréquence optique change linéairement pendant un cycle élémentaire de 5 points (différence $\Delta\nu_{opt}$ entre deux points successifs), ce qui donne :

$$\begin{aligned}
\vec{a}_1' &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} - 4\pi\Delta L\Delta\nu_{opt}/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_1 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} - 2\pi\Delta L\Delta\nu_{opt}/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_2 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\sin\left[\Phi_{\text{inter}}\right]e^{i\Psi_{synt}} \qquad \text{(A3 - 5)} \\
\vec{a}_3 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 2\pi\Delta L\Delta\nu_{opt}/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_3' &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 4\pi\Delta L\Delta\nu_{opt}/c\right]e^{i\Psi_{synt}}
\end{aligned}$$

En comparant avec l'équation (A2 - 8), on a un équivalent entre e et $\Delta L \times \Delta\nu_{opt} / \left(\nu_{opt} + F/2\right)$.

En développant similairement, on obtient la limite de bruit de fréquence :

$$\frac{4\left(\pi\Delta L\Delta\nu_{opt}/c\right)^3 + 4\varepsilon^2\left(\pi\Delta L\Delta\nu_{opt}/c\right)^2}{2\pi} \leq \bar{\lambda}_{opt}/4\Lambda \qquad \text{(A3 - 6)}$$

En traçant l'erreur maximum en fonction de la variation de fréquence $\Delta\nu_{opt}$ avec quelques valeurs de la longueur à mesurer, on obtient l'ordre de grandeur de la limite de bruit de fréquence.

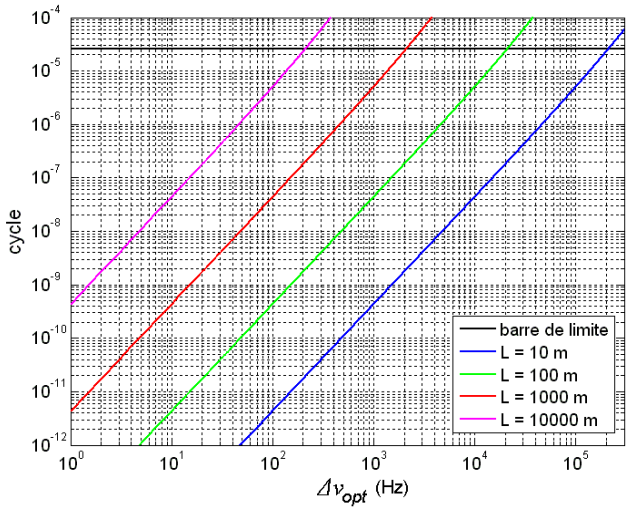


Fig. A3.2. Limite de bruit de fréquence du laser (à l'échelle de 15 µs) compatible avec la convergence de la procédure télémétrique

Avec la vitesse d'acquisition des points, $\tau = 15\mu s$, il faut que la fréquence ne varie plus de 200 kHz et 2 kHz pour des longueurs à mesurer de 10m et 1km, respectivement. On gagne un facteur d'environ 150 sur la limite de bruit de fréquence en passant de la procédure à 3 points à la procédure à 5 points

Le bruit de fréquence de nos lasers KOHERAS, est présenté dans la figure ci-dessous ([Courde 2011], – figure 6-2, il l'a présenté en bruit de phase).

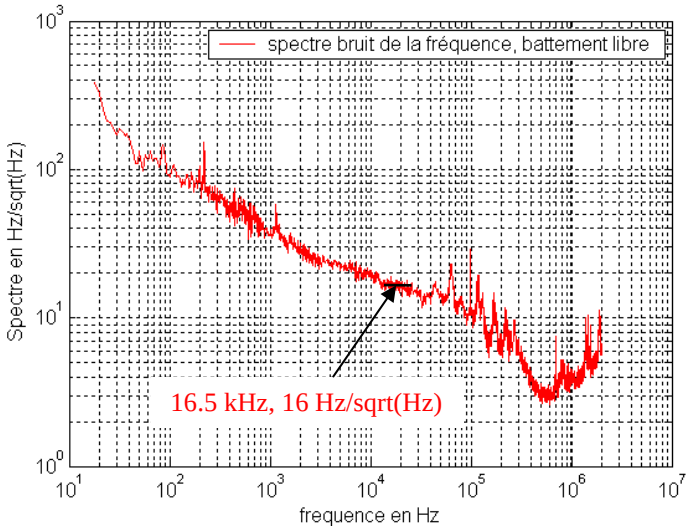


Fig. A3-3. Spectre de bruit de fréquence du battement des deux lasers libres (nos deux lasers KOHERAS)

Pendant le temps d'acquisition des 5 points (60 µs) la fréquence du laser dérive de $4\Delta\nu_{opt}$. En convertissant la densité spectrale de bruit de fréquence du battement à la variance d'Allan [Brillet 1976] à l'échelle de temps de 60µs, on a une idée de la variance d'Allan de la fréquence dans le temps d'acquisition de 5 points. Autour de 16.5kHz, la densité spectrale $S_\nu(f)$ est assez plate à $\sqrt{S_\nu(f)} \approx 16 \quad Hz/\sqrt{Hz}$, et la variance est estimé par : $\sigma^2 = S_\nu(f)/2\tau$, (le cas de bruit blanc de fréquence [Brillet 1976, tableau 1]). Avec τ = $60\mu s$, on obtient $\sigma =$ 1.5 kHz, et $\Delta\nu_{opt} = 2\sigma/4\sqrt{2}$ est de l'ordre de 500 Hz. Pour cette valeur de $\Delta\nu_{opt}$, montre qu'il faut stabiliser la fréquence du laser maître lorsqu'on travaille à L > 5000 m, approximativement.

Pour le montage sur table (L = 7.5 m), il n'est pas nécessaire de pré-stabiliser le laser maître: il est suffisamment étroit spectralement, son bruit de fréquence ne nous gène pas.

Annexe A4 : Les optiques prismatiques

Cette annexe détaille certains aspects géométriques du choix des optiques afin de réduire les interférences parasites.

La surface polarisante du PBS est traitée pour une incidence de 45°, l'angle entre le faisceau qui sort du PBS et la normale à la surface polarisante est donc 45°. A partir de cette condition, je calcule tous les angles importants dans le schéma trajet du faisceau. L'angle θ, (entre la surface polarisante du PBS et la surface séparatrice du BS, cf Fig. 5.9) est choisi pour que les deux faisceaux (de la voie de mesure et de la voie de référence) qui sortent du BS soient bien superposés, les faisceaux vers et de la cible étant parallèles (coin de cube supposé parfait).

Angle	Caractérisation	$A_{PBS} = A_{BS} = 1°$	$A_{PBS} = A_{BS} = 2°$
α	Angle incident du PBS (côté AR)	**46.89°**	**48.83°**
d_1	Angle de déviation PBS, 1er ordre	**3.66°**	**7.18°**
m_1	Angle du faisceau de mesure sur PBS	**42.66°**	**40.40°**
θ	Angle entre la surface PBS et BS	**90.22°**	**90.42°**
β	Angle incident du BS (face PBS)	**44.22°**	**43.42°**
m_2	Angle du faisceau de mesure, sort du BS	**46.10°**	**47.17°**
δ_2	Angle du faisceau de référence, sort du BS	**46.10°**	**47.17°**
$\gamma_1 - \delta_2$	Ecart angulaire, 1ère double réflexion	**3.89°**	**8.20°**
$\eta_0 - \delta_2$	Ecart angulaire du parasite PBS+BS	**3.75°**	**7.62°**
$\eta_1 - \delta_2$	Ecart angulaire du parasite PBS+BS	**7.90°**	**17.37°**

Le calcul montre que tous les faisceaux critiques sont tiltés de plusieurs degrés par rapport au faisceau principal.

Il faut disposer d'une expression analytique pour estimer le couplage entre deux faisceaux coplanaires tiltés d'un angle θ, et écartés d'une distance s. Les deux faisceaux sont définis par les waists w_1, w_2, et la distance selon l'axe z, z_w, entre deux waists.

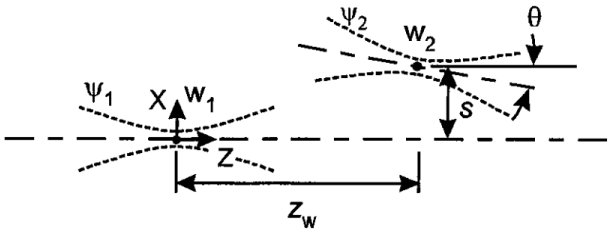


Fig. A4.1. Deux faisceau gaussiens tiltés et décalés

Le couplage entre les deux faisceaux est calculé par la formule de S. Nemoto and T. Makimoto [Nemoto 1979]. Ils ont calculé le couplage par la méthode d'interrogation (overlap integral method)

$$\eta = \frac{4\sigma}{G^2 + (\sigma+1)^2} \exp\left\{ -p \left[\frac{(\sigma+1)F^2 + 2\sigma FG \sin\theta + \sigma\left(G^2 + \sigma + 1\right)\sin^2\theta}{G^2 + (\sigma+1)^2} \right] \right\} \qquad \text{(A4-1)}$$

Où : $\sigma = \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2$, $p = 2\left(\frac{\pi n_i w_1}{\lambda}\right)^2$, $F = \frac{s}{z_{R1}}$, $G = \frac{z_w}{z_{R1}}$, $z_{R1} = \frac{\pi n_i w_1^2}{\lambda}$

La figure ci-dessous présente le couplage des deux faisceaux gaussiens de même waist 1.475 mm, désalignés d'un angle θ.

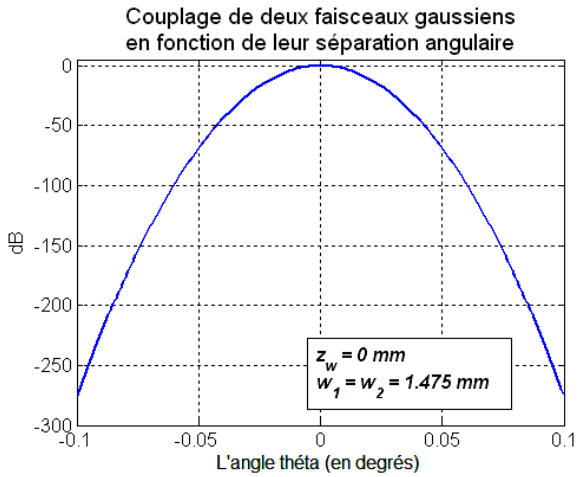


Fig. A4.2. Couplage des deux faisceaux gaussiens en fonction de leur séparation angulaire

Si les deux faisceaux sont tiltés plus de 0.1°, le couplage est très petit, de l'ordre de 10^{-25}, on peut dire donc qu'une prismaticité de 0.1° suffit à éliminer les interférences parasites si les faisceaux sont parfaitement gaussiens

Avec deux faisceaux décalés une distance s (dans le cas $\theta = 0$), l'équation (A4-1) devient:

$$\eta = \frac{4\sigma}{G^2 + (\sigma+1)^2} \exp\left\{ -p \left[\frac{(\sigma+1)F^2}{G^2 + (\sigma+1)^2} \right] \right\} \qquad \text{(A4-2).}$$

La figure ci-dessous représente le couplage des deux faisceaux avec : $w_1 = w_2 = 1.5$ mm, $z_w = 0$, $\lambda = 1.54 \mu m$

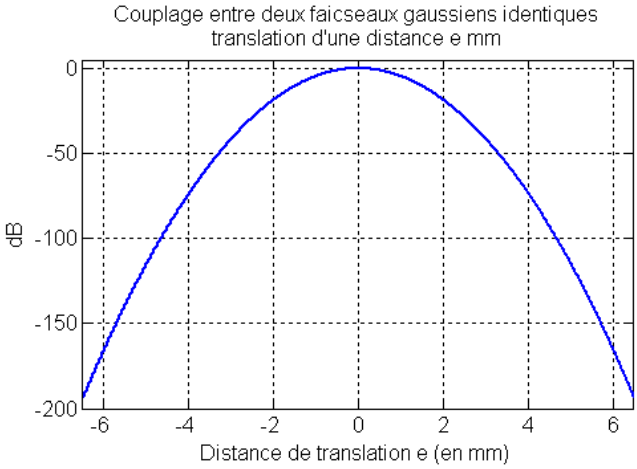


Fig. A4-3. Couplage des deux faisceaux gaussiens translatés

On voit bien que pour 4mm de translation, le couplage atteint 10^{-7}. Si on prend le facteur de couplage avec la puissance des faisceaux parasites (présenté dans la Fig. 5-5), la puissance couplée des faisceaux parasites est toujours plus petite que 10^{-9} par rapport la puissance optique du faisceau qu'on veut détecter, ce niveau de signal parasite ne déforme pas le segment qui vient de ce type de parasite. Mais le montage expérimentale avec un diaphragme juste après l'interféromètre montre qu'il existe un faisceau parasite à côté du faisceau idéal (résultat représenté dans la Fig. 5-6). Ce résultat peut être expliqué par une forme non idéalement gaussienne du faisceau optique. C'est la raison nous avons remplacé tous les optiques parallèles par les optiques prismatiques.

Annexe A5 : L'effet de l'indice de groupe

Les tests sont réalisés dans l'air, et l'indice d'air est fonction de la longueur d'onde optique: il faut en tenir compte.

Le battement utilisé par le télémètre est créé par deux lasers : $e^{i2\pi\nu_{opt}(t-z/c)}$ avec l'indice n, et $e^{i2\pi(\nu_{opt}+d\nu_{opt})(t-z/c)}$ avec l'indice $n+dn$. On peut réécrire le battement :

$$e^{i2\pi\nu_{opt}\left(t-\frac{nz}{c}\right)}+e^{i2\pi\left(\nu_{opt}+d\nu_{opt}\right)\left(t-\frac{(n+dn)z}{c}\right)} \qquad \text{(A5 - 1).}$$

On a :

$$\left(\nu_{opt}+d\nu_{opt}\right)\left(t-\frac{(n+dn)z}{c}\right)-\nu_{opt}\left(t-\frac{nz}{c}\right)=d\nu_{opt}\left(t-\frac{z}{c}\left(n+\frac{\nu_{opt}dn}{d\nu_{opt}}+dn\right)\right) \qquad \text{(A5 - 2)}$$

A l'ordre le plus bas, on obtient :

$$n+\frac{\nu_{opt}dn}{d\nu_{opt}}+dn\approx n+\frac{\nu_{opt}dn}{d\nu_{opt}}=n+\sigma\frac{dn}{d\sigma}\equiv n_g \qquad \text{(A5 - 3)}$$

où : σ est le nombre d'onde $\sigma\equiv 1/\lambda_{opt}=\nu_{opt}/c$ et n_g est l'indice de groupe.

Le battement devient donc :

$$e^{i2\pi\nu_{opt}(t-nz/c)}\left[1+e^{i2\pi d\nu_{opt}\left(t-n_g z/c\right)}\right] \qquad \text{(A5 - 4).}$$

Le battement parcourt les deux voies de l'interféromètre Iliade, on remplace $d\nu_{opt}$ par la fréquence du battement, F :

Amplitude sur la voie de référence : $\varepsilon\times e^{i2\pi\nu_{opt}(t-nl/c)}\left[1+e^{i2\pi F\left(t-n_g l/c\right)}\right]$

Amplitude sur la voie de mesure : $\sqrt{1-\varepsilon^2}\times e^{i2\pi\nu_{opt}(t-nL/c)}\left[1+e^{i2\pi F\left(t-n_g L/c\right)}\right]$.

L'intensité détectée par la photodiode est donc :

$$I(t)=\left(1-\varepsilon^2\right)\left[1+\cos\left(2\pi F\left(t-\frac{n_g L}{c}\right)\right)\right]+\varepsilon^2\left[1+\cos\left(2\pi F\left(t-\frac{n_g l}{c}\right)\right)\right]$$
$$+2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(2\pi\nu_{opt}\frac{n(L-l)}{c}+2\pi F\frac{n_g(L-l)}{2c}\right)\left[\cos\left(2\pi F\left(t-\frac{n_g(L+l)}{2c}\right)\right)+\cos\left(2\pi F\frac{n_g(L-l)}{2c}\right)\right]$$

(A5 - 5)

Sur le plan complexe, le vecteur qui correspond au signal de mesure est donné par :

$$\vec{a}(t) = A_m \left[\left(1-\varepsilon_m^2\right) e^{i2\pi F n_g (L-l_0)/c} + \varepsilon_m^2 e^{i2\pi F n_g (l-l_0)/c} \right.$$
$$\left. +2\varepsilon_m \sqrt{1-\varepsilon_m^2} \cos\left(2\pi \left(n\nu_{opt} + \frac{n_g F}{2} \right) \frac{(L-l)}{c} \right) e^{i2\pi F n_g (L+l-2l_0)/2c} \right]$$

(A5 - 6)

Pour rendre compte de la propagation dans le vide ou dans l'air, on peut redéfinir la fréquence du laser et du battement.

	Dans le vide	**Dans l'air**
Fréquence du laser	ν_{opt}	$n\nu_{opt}$
Fréquence du battement	F	$n_g F$

Avec la nouvelle formule (A5 - 6), la valeur de l'intervalle spectrale libre *ISL* est calculée par : $ISL = c/n(L-l)$ où n est l'indice de l'air à la longueur d'onde du laser maître $\lambda_{opt} = c/\nu_{opt}$.

L'ordre de grandeur de la différence entre n_g et n

J'utilise la formule de [Peck 1972] afin de calculer l'indice standard de l'air (à la température de 15°C, et la pression de l'air de 1 atm), l'indice de l'air de longueur d'onde de 0.23µm à 1.65µm est donné par :

$$(n-1)_{\text{standard}} \times 10^8 = \frac{5791817}{238.0185-\sigma^2} + \frac{167909}{57.362-\sigma^2} \qquad \text{(A5 - 7)}$$

où σ est exprimé en $1/\mu m$.

L'indice à la température *t* (en °C) et la pression atmosphérique *p* (en Pascal)

$$(n-1)_{tp} = \frac{p(n-1)_{\text{standard}}}{96095.43} \times \frac{\left[1+10^{-8}(0.601-0.00972t)\,p\right]}{(1+0.0036610t)} \qquad \text{(A5 - 8).}$$

On a la déviation :

$$\frac{dn_{\text{standard}}}{d\sigma} = \left[\frac{2\sigma \times 5791817}{\left(238.0185-\sigma^2\right)^2} + \frac{2\sigma \times 167909}{\left(57.362-\sigma^2\right)^2} \right] \times 10^{-8} \qquad \text{(A5 - 9)}$$

avec $\lambda = 1.54238\mu m$, on a $\left(dn_{\text{standard}}/d\sigma\right)_{\lambda=1.54238\mu m} = 2.002\times10^{-6}$.

En tenant compte la température *t = 20°* et la pression *P = 1atm = 101325 Pa*, on a donc : $\left(dn/d\sigma\right)_{\lambda=1.54238\mu m} = 2.163\times10^{-6}$.

Par ailleurs, l'indice de groupe est donné par la formule $n_g = n + \sigma\, dn/d\sigma$, on déduit donc :

$$\left(n_g - n\right)_{\lambda=1.54238\mu m} = \sigma\, dn/d\sigma = 1.402\times10^{-6} \qquad \text{(A5 - 10).}$$

Pour le montage sur table, nous avons pris la valeur l'indice d'air, $n = 1.0002686$ et l'indice de groupe, $n_g = 1.0002700$, dans la procédure de calcul d'Iliade.

Annexe A6 : Expression analytique pour le signal d'interférence à deux modes en présence d'un ou plusieurs faisceaux parasites

Je considère le cas général où M faisceaux interfèrent. Chaque faisceau est un battement sous la forme

$$A\left(e^{i\omega\left(t-l_m/c\right)}+e^{i(\omega+\delta)\left(t-l_m/c\right)}\right)=Ae^{i\omega t}e^{-i\omega l_m/c}\left(1+e^{i\delta\left(t-l_m/c\right)}\right) \qquad \text{(A6 - 1)}$$

où l_m est la longueur du chemin parcouru par le faisceau. On peut le réécrire sous la forme

$$A_m e^{iB_m}e^{-iC_m}\left(1+e^{iD_m}\right) \qquad \text{(A6 - 2)}$$

où :

$$B_m=\omega\, t\,, C_m=\omega l_m/c\,, D_m=\delta\left(t-l_m/c\right) \qquad \text{(A6 - 3)}$$

Si on tient compte de la phase et de la polarisation des faisceaux, ζ_m, et $\hat{u}_m$ on aura :

$$A_m e^{i\zeta_m}e^{iB_m}e^{-iC_m}\left(1+e^{iD_m}\right)\hat{u}_m \qquad \text{(A6 - 4)}$$

où $A_m, B_m, C_m, D_m, \zeta_m$ et $\hat{u}_m = \hat{u}_P$ ou $\hat{u}_S$ sont tous réels

Le faisceau optique qui entre dans le collimateur de mesure a pour amplitude:

$$E=\left[\sum_{m=1}^{M}A_m e^{i\zeta_m}e^{iB_m}e^{-iC_m}\left(1+e^{iD_m}\right)\hat{u}_m\right]\hat{u}_{+45} \qquad \text{(A6 - 5)}$$

où $\hat{u}_{+45}$ est la polarisation linéaire définie par le polariseur de Glan à 45° (Fig. 4-1).

Le signal sur la photodiode de mesure s'écrit :

$$EE^*=\sum_{m=1}^{N}A_m^2\left(1+\cos D_m\right)$$
$$+2\sum_{m=1}^{N-1}\sum_{n=m+1}^{N}A_mA_n\left[\cos\left(B_m-C_m-B_n+C_n+\frac{D_m-D_n}{2}+\left(\zeta_m-\zeta_n\right)\right)\left\{\cos\left(\frac{D_m+D_n}{2}\right)+\cos\left(\frac{D_m-D_n}{2}\right)\right\}\right]$$
$$\text{(A6 - 6)}$$

Si deux faisceaux ne diffèrent que par la polarisation et parcourent le même chemin optique, du point de vue de la détection, ces deux faisceaux correspondent à un seul faisceau avec de nouveaux paramètres de polarisation.

$$\left[A_1e^{i\zeta_1}e^{iB}e^{-iC}\left(1+e^{iD}\right)\hat{u}_1+A_2e^{i\zeta_2}e^{iB}e^{-iC}\left(1+e^{iD}\right)\hat{u}_2\right]\hat{u}_{+45}=Ae^{i\zeta}e^{iB}e^{-iC}\left(1+e^{iD}\right)\hat{u}\hat{u}_{+45} \qquad \text{(A6 - 7)}$$

avec A et ζ déterminés par :

$$A\hat{u}\hat{u}_{+45} = \sqrt{a_1^2 + 2a_1a_2\cos\left(\zeta_1 - \zeta_2\right) + a_2^2} \qquad \text{(A6 - 8)}$$

$$\begin{cases} \cos\zeta = \dfrac{a_1\cos\zeta_1 + a_2\cos\zeta_2}{\sqrt{a_1^2 + 2a_1a_2\cos\left(\zeta_1 - \zeta_2\right) + a_2^2}} \\ \sin\zeta = \dfrac{a_1\sin\zeta_1 + a_2\sin\zeta_2}{\sqrt{a_1^2 + 2a_1a_2\cos\left(\zeta_1 - \zeta_2\right) + a_2^2}} \end{cases} \qquad \text{(A6 - 9)}$$

Où $a_1 = A_1\hat{u}_1\hat{u}_{+45}$ et $a_2 = A_2\hat{u}_2\hat{u}_{+45}$

Le problème de pollution de la polarisation P et S dans l'interféromètre, correspondant à $\left(\zeta_m - \zeta_n\right)$, est analysé dans §5.1.3. Ici, on voit $\left(\zeta_m - \zeta_n\right)$ comme des constantes, pour voir la forme du segment lorsqu'on change les longueurs de trajet des faisceaux, on ne présente pas $\left(\zeta_m - \zeta_n\right)$ dans les formules du §5.1.2.

Annexe A7 : L'effet des distorsions du signal sur le résultat télémétrique final

Le signal télémétrique peut être affecté par différentes distorsions, d'origine optique ou électronique, qui déplacent ou modifient le "segment" traduisant l'interférence à deux modes (cf. § 3.2). Dans cette annexe j'étudie l'effet que peuvent avoir ces distorsions sur la mesure télémétrique.

Il y a 4 types principaux de déformation sur le segment (ou sur les "aiguilles" si la cible est translatée) :

i) une déformation elliptique
ii) une rotation du segment
iii) une translation du segment
iv) une courbure sur le segment

I. Il y a une ellipse sur le segment

Ici je simule sous matlab l'effet d'une ellipticité sur le signal télémétrique. La simulation est faite avec 1000 cycles de mesure complets, pendant lesquels la longueur à mesurer change linéairement de 3.75µm. Avec un signal idéal, sans défaut, les "aiguilles" des franges d'interférence successives (cf § 3.2) sont séparées, et l'erreur de mesure télémétrique est de l'ordre 2×10^{-14} m (cf § Annexe A9.I).

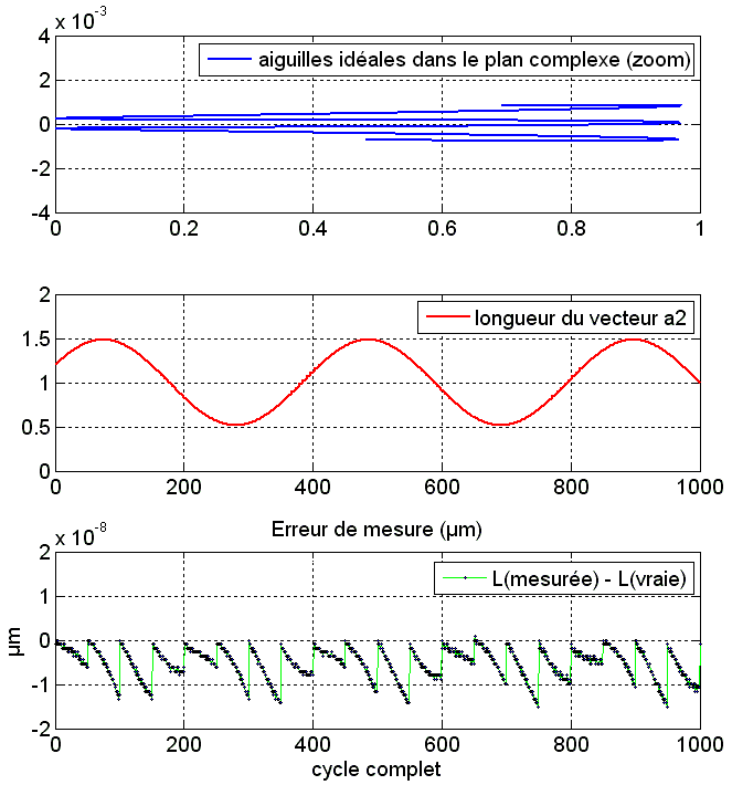


Fig. A7-1. L'erreur de mesure, cas idéal

La présence d'un faisceau parasite optique, dont l'ordre d'interférence est décalé de pi/2 par rapport à l'ordre d'interférence du segment idéal, donne lieu à une ellipse. La grandeur de

l'ellipse (le petit axe) est de 2×10^{-3} correspondant au facteur de puissance $\varepsilon_P^2 = \left(5\times10^{-4}\right)^2$ du faisceau parasite.

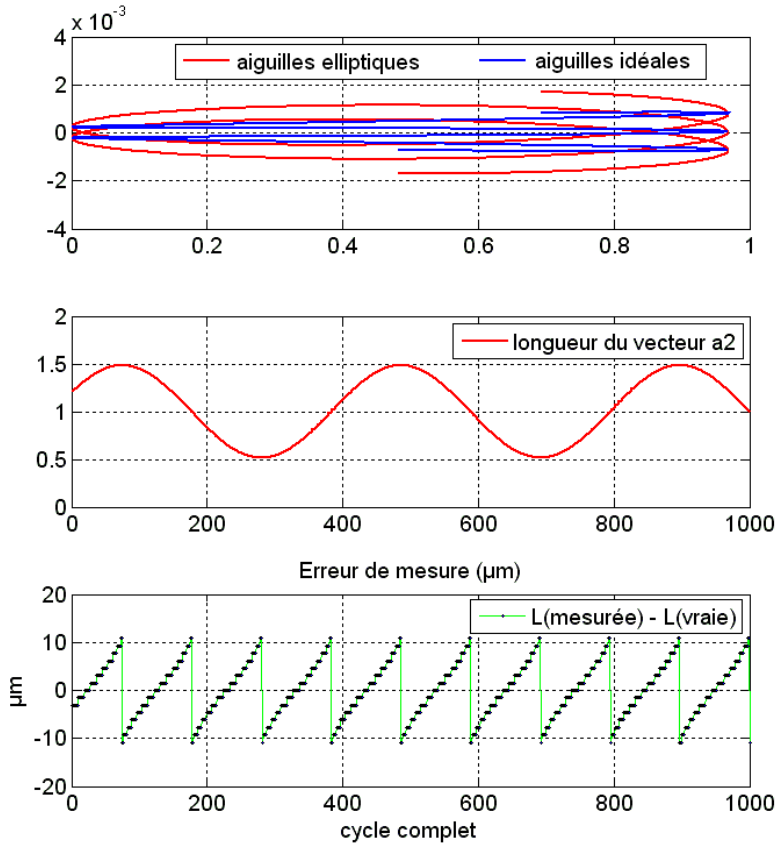


Fig. A7-2. L'erreur de mesure, avec une ellipse sur le segment

Cette ellipse de 2×10^{-3} s'accompagne de sauts de quelques longueurs d'onde optiques ($\pm7\overline{\lambda}_{opt}$ dans ce cas là) car le signal télémétrique est perturbé au point que aiguilles ne sont plus séparées : la procédure ne peut plus interpréter correctement la valeur du signal. Les discontinuités observables sur l'erreur de mesure sont liées aux conditionnelles exécutées pendant le déroulement de la procédure d'exploitation des données télémétriques (quatre discontinuités par frange d'interférence), cf Annexe A1.

II. Le segment est tilté

Le tilt sur le segment correspond au cas précédent, lorsque la phase de l'interférence parasite est, non pas en quadrature mais en phase avec l'interférence de mesure. Avec $\varepsilon_P^2 = \left(5\times10^{-4}\right)^2$ on aura un tilt de 2×10^{-3} radian sur le segment représenté dans la figure ci-dessous.

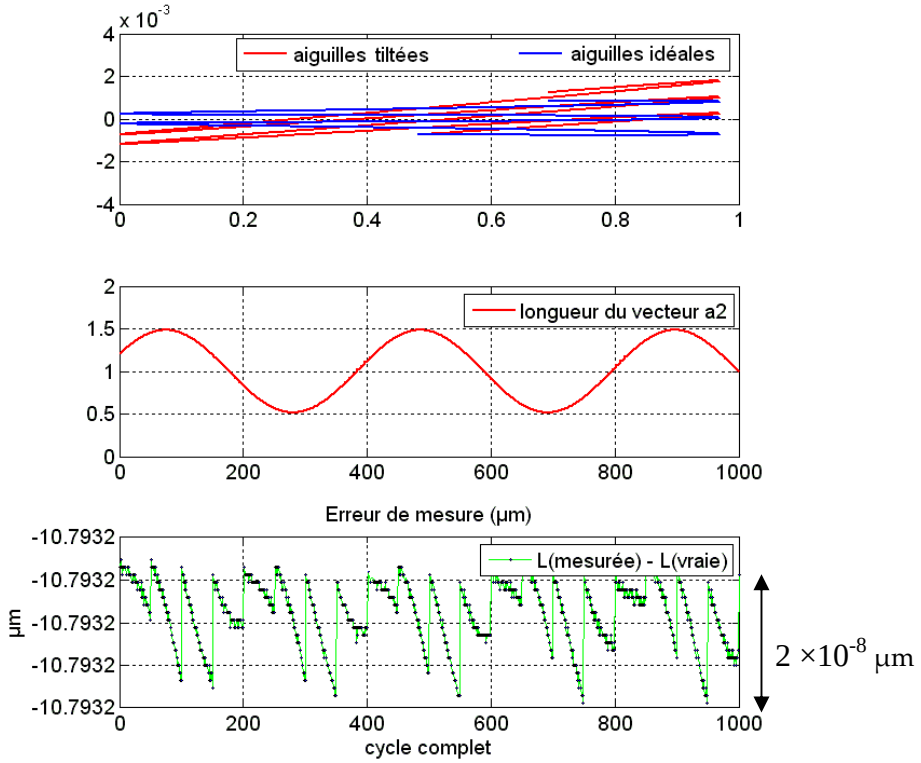


Fig. A7-3. L'erreur de mesure, avec tilt du segment

Un tilt du segment donne directement une erreur systématique sur la détermination de la direction du vecteur $\overrightarrow{Int}$. Sur l'erreur de mesure, on voit bien que le résultat est décalé de 10.79 µm (équivalent à $7\overline{\lambda}_{opt}$). La simulation montre qu'un tilt de 2×10^{-3} radian peut donner une erreur de $7\overline{\lambda}_{opt}$ sur la longueur à mesurer, c'est raisonnable parce qu'on a une erreur de $\left(2\times10^{-3}\right)/2\pi\times\Lambda \approx 3.2\overline{\lambda}_{opt}$ sur $\left(L+l-2l_0\right)/2$.

Sur notre montage expérimental, il est difficile d'identifier un tilt du segment ou des aiguilles, alors qu'une déformation elliptique ou une courbure sont évidentes.

III. L'effet de la translation du segment

Dans ce cas, le segment est translaté par rapport au segment idéal, ce cas est équivalent au cas où on ajoute un petit vecteur sur le vecteur de centre du segment, $\vec{a}_0$. Ce petit vecteur n'intervient que sur la détermination de centre du segment, c'est-à-dire la détermination de la direction du vecteur $\overrightarrow{mes}$. Son effet est équivalent à l'effet d'une diaphonie référence=>mesure, c'est à dire une erreur cyclique sur le résultat télémétrique.

La simulation ci-dessous représente l'effet de translation du segment lors qu'on a un faisceau parasite dont le facteur de puissance $\varepsilon_P^2 = \left(5\times10^{-4}\right)^2$. Le rapport de longueur entre les petits vecteurs qui font la translation et le vecteur $\overrightarrow{mes}$ est de l'ordre de 2.5×10^{-4} et $\left(5\times10^{-4}\right)^2$. Ces translation peut donner un saut d'une longueur d'onde optique $\overline{\lambda}_{opt}$.

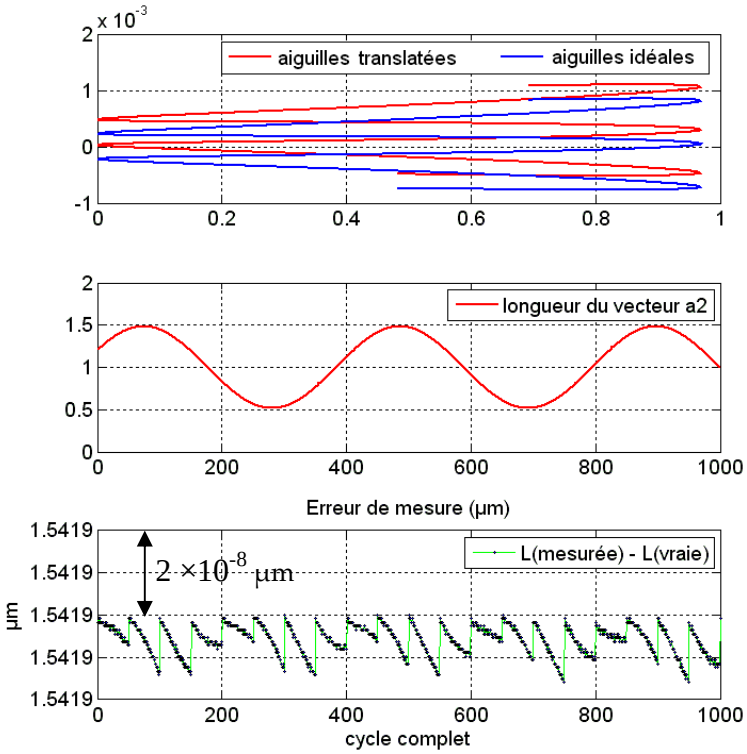


Fig. A7-4. L'erreur de mesure, avec une translation du segment

Sur le résultat de simulation, on a un saut d'une longueur d'onde optique.

IV. Une courbure sur le segment.

Une courbure sur le segment est ajoutée par un couplage stationnaire amplitude/phase. Le couplage est modélisé par un polynôme $10^{-4} \times \left(x^2 + 2x^3\right)$ où x est amplitude des points (de 0.5 à 1.5 avec $\varepsilon = 0.25$. La courbure affecte à la détermination du centre du segment et la détermination de la direction du vecteur $\overrightarrow{Int}$.

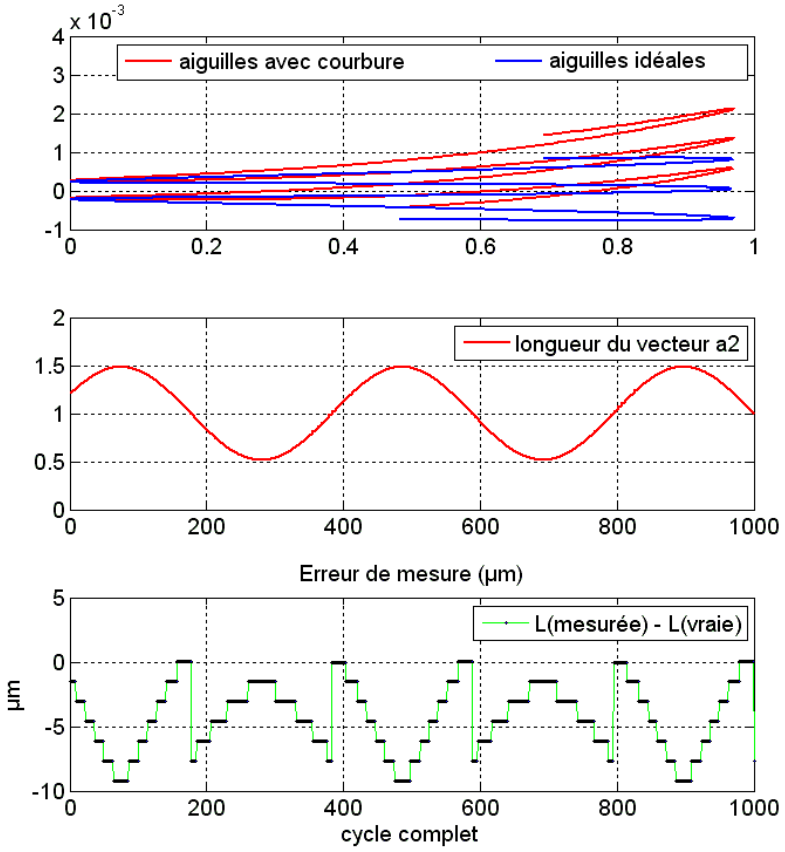


Fig. A7-5. L'erreur de mesure, avec une courbure sur le segment

On voit que les valeurs d'erreur sont importantes et ne sont pas centrée autour de 0.

Annexe A8 : L'effet de diaphonie de polarisation dans l'interféromètre

Dans cette annexe, je prends en compte le fait que le séparateur de polarisation de l'interféromètre a un taux d'extinction fini. En utilisant les expressions de l'annexe A6, je montre que le taux d'extinction de 0.5% d'un seul séparateur est effectivement insuffisant.

Le faisceau qui entre dans l'interféromètre est essentiellement en polarisation S. Le PBS de l'interféromètre sépare le faisceau laser en 2 voies: idéalement, seule la polarisation S (resp. P) parcourt la voie de mesure (resp. référence). Le PBS ayant une réflexion non nulle ($R_P = 0.5\%$) en polarisation P et une transmission non nulle ($T_S = 0.5\%$) en polarisation S, il faut considérer que chaque voie est parcourue par les deux polarisations (Fig.5.7 ci-dessous).

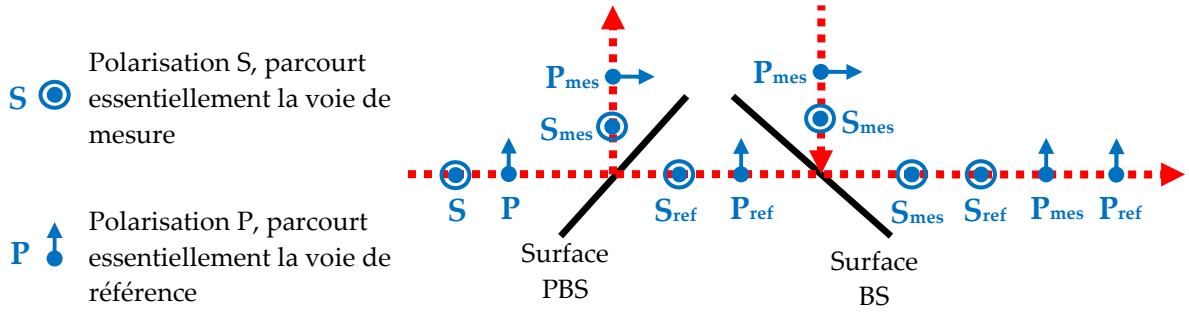


Fig. A8-1. La diaphonie de polarisation dans l'interféromètre

A la sortie de la surface du BS, on a 4 faisceaux au lieu de 2 faisceaux dans le cas idéal. Ces quatre faisceaux interfèrent après le polariseur de Glan à air et nous donnent une expression à 10 termes (où il y a 6 termes d'interférence) pour l'intensité détectée par la photodiode. Dans le cas idéal, les deux seuls faisceaux sont S_{mes} et P_{ref} et leur interférence donne une formule à 3 termes.

Je suppose que le rapport de puissances des deux faisceaux (selon deux polarisations) qui entrent dans l'interféromètre est $S:P \approx 1:\varepsilon^2$. Les rapports de puissances des quatre faisceaux qui sortent de l'interféromètre : $S_{mes}:P_{mes}:S_{ref}:P_{ref} \sim 1:A^2_{Pmes}:A^2_{Sref}:A^2_{Pref}$ s'écrivent en fonction des taux d'extinction T_S et R_P du PBS pour les deux polarisations S et P:

$$A^2_{Pmes} \approx R_P \times \varepsilon^2 \,,\; A^2_{Sref} \approx T_S \,,\; A^2_{Pref} \approx \varepsilon^2$$

Ces quatre faisceaux donneront 6 termes d'interférence, dont quatre auront un intervalle spectral libre égal à, ou très voisin de $c/(L-l)$. I_0 est le segment dans le cas idéal, I_1, I_2, I_3 sont des segments parasites qui peuvent ajouter une ellipse sur le segment. Les taux d'extinction du PSB sont de l'ordre de 5×10^{-3}, on a donc les ordres de grandeur suivants pour les longueurs des segment :

symbole	Interférence	Longueur du segment, 2*S*	*2S/2S₀*
I_0	S_{mes} avec P_{ref}	$2S_0 = 4\varepsilon$ (segment idéal)	1
I_1	S_{mes} avec S_{ref}	$4\sqrt{T_S}$	2.8E-1
I_2	P_{mes} avec P_{ref}	$4\varepsilon^2\sqrt{R_P}$	1.8E-2
I_3	P_{mes} avec S_{ref}	$4\varepsilon\sqrt{R_P}\sqrt{T_S}$	5.0E-3

Sur la voie de mesure, le faisceau de mesure ne rencontre pas de surfaces susceptibles d'introduire une différence de chemin optique entre les deux polarisations: $L_S = L_P$. On peut voir ces deux faisceaux comme un seul faisceau. Par contre, les faisceaux P_{ref} et S_{ref} ne voient pas même longueur à cause du traitement multicouche polarisant sur la surface PBS. Cela revient donc au cas d'un faisceau parasite S_{ref} sur la voie de référence.

Les phases de polarisation des faisceaux sont ζ_m. Pour simplifier, prenons comme référence des phases la polarisation S sur la voie de mesure: $\zeta_{Smes} = 0$. Il reste ζ_{Pref}, phase de la polarisation P de la voie de référence, et ζ_{Sref}, polarisation S de la voie de référence, faisceau parasite.

Les chemins optiques des trois faisceaux S_{mes}, P_{ref}, S_{ref} sont successivement L, l, l_p. La différence entre l et l_p est très petite, de l'ordre de grandeur d'un ou quelques microns. Le rapport de puissance des 3 faisceaux est $S_{mes} : P_{ref} : S_{ref} = 1-\varepsilon^2 : \varepsilon^2 : \varepsilon_p^2$

Dans le plan complexe on aura le signal suivant :

$$\begin{aligned}\vec{a}(t) = \; & e^{i\delta L/c} + \varepsilon^2 e^{i\delta l/c} + \varepsilon_p^2 e^{i\delta l_p/c} \\ & + 2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\omega\frac{(L-l)}{c} + \delta\frac{(L-l)}{2c} - \zeta_{Pref}\right)e^{i\delta(L+l)/2c} \\ & + 2\varepsilon_p\sqrt{1-\varepsilon^2}\cos\left(\omega\frac{(L-l_p)}{c} + \delta\frac{(L-l_p)}{2c} - \zeta_{Sref}\right)e^{i\delta(L+l_p)/2c} \\ & + 2\varepsilon\varepsilon_p\cos\left(\omega\frac{(l_p-l)}{c} + \delta\frac{(l_p-l)}{2c} + (\zeta_{Pref} - \zeta_{Sref})\right)e^{i\delta(l+l_p)/2c}\end{aligned} \qquad \text{(A8 - 1)}$$

L'ellipticité dépend de la différence de l et l_p, de la valeur de ε_p, et des phases de polarisation. Pour voir le comportement de la déformation elliptique en fonction des paramètres, j'utilise (5-3) pour générer 5 points $\vec{a}_1(v_{opt})$, $\vec{a}_2(v_{opt} - ISL/4)$, $\vec{a}_3(v_{opt} + ISL/4)$, $\vec{a}_4(v_{opt} - ISL/2)$, $\vec{a}_5\left(v_{opt} + ISL/2\right)$ et je calcule le petit axe de l'ellipse, donné, en valeur algébrique, par la formule :

$$e = \frac{(\vec{a}_1 - \vec{a}_4) \wedge (\vec{a}_2 - \vec{a}_3)}{2S}, \qquad \text{(A8 - 2)}$$

où $2S$ est la longueur du segment, c'est-à-dire le grand axe.

La simulation est faite avec le parasite $\varepsilon_P = \sqrt{5\times10^{-3}} \approx 0.07$ attendu compte tenu de l'extinction mesurée sur les polariseurs. Dans un premier temps, je fixe les deux phases, ζ_{Pref} et ζ_{Sref}, à 0 et je trace la valeur de l'ellipse en fonction de l_p, l étant fixé.

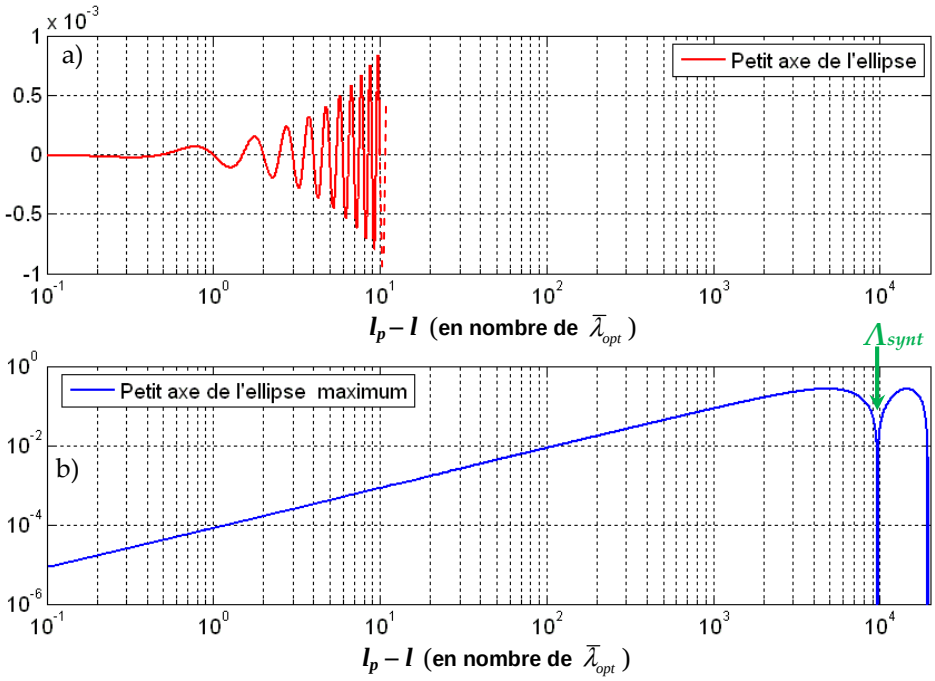


Fig. A8-2. Changement de la grandeur d'ellipse selon $(l_p - l)$

a) changement du petit axe de l'ellipse en fonction de $(l_p - l)$ avec $\zeta_{Pref} = \zeta_{Sref} = 0$ (tracé pour $(l_p - l) \leq 10\lambda_{opt}$)

b) petit axe de l'ellipse maximum en fonction de $(l_p - l)$, ζ_{Pref} est varié pour maximiser l'ellipse

La Fig. A-8-a) montre que l'ellipticité change de signe lorsque la longueur trajet du faisceau parasite change d'un-demie longueur d'onde optique. La courbe bleue en bas est l'enveloppe des oscillations de la valeur du petit axe, il représente la grandeur d'ellipse maximum causée aux différentes valeurs de $(l_p - l)$. Au-delà d'une longueur d'onde optique, la grandeur de l'ellipticité peut dépasser $2\pi\times\lambda_{opt}/4\Lambda$ (la limite de précision sur la mesure d'amplitude), et peut causer des décalages d'une longueur d'onde sur le résultat final.

La dépendance attendue en fonction des phases de polarisation est voisine de la dépendance en fonction de l_p/λ_{opt}, à ceci près qu'elle n'affecte pas la direction du segment parasite, donnée par le facteur $\exp(i\delta(L+l_p)/2c)$. Sur la Fig. A8-3, ci-dessous, je scanne la phase de la polarisation ζ_{Pref}, je fixe $\zeta_{Sref} = 0$. Sur la Fig. A8-3-b, je présente le changement de la longueur du segment.

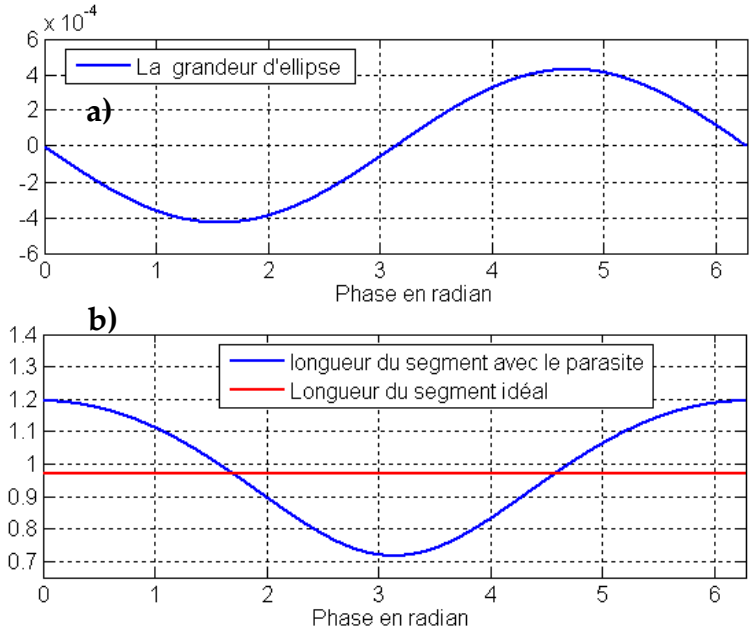


Fig. A8-3. a) ellipticité et b) longueur du segment, en fonction de la phase de polarisation ξ_{Pref}

On voit que non seulement la grandeur d'ellipse change de quelques 10^{-4}, mais en outre la longueur du segment change beaucoup (l'ordre de 25%). Or la détermination correcte de la longueur du segment est importante car une erreur se reporte, via la correction du vecteur $\overrightarrow{réf}$, dans la procédure de calcul d'Iliade.

Pour ces deux raisons il apparaît que le taux d'extinction de 5×10^{-3} n'est pas suffisant pour le séparateur de polarisation de l'interféromètre: il faut atténuer plus fortement la polarisation S_{ref} qui est transmise. Nous choisissons la solution d'insérer plus de surfaces PBS sur la voie de référence de l'interféromètre. En utilisant 3 surfaces PBS successives dans la voie de mesures, nous arrivons à un taux d'extinction de $T_S \approx 1.25\times10^{-7}$ qui nous donne la grandeur maximum d'ellipse sur le segment de l'ordre de 2×10^{-6}, et l'erreur sur la longueur du segment est de l'ordre de 1.2×10^{-3}: l'erreur sur la correction du petit vecteur (terme ε^2) est donc de l'ordre de grandeur 1.5×10^{-6}. Le problème est donc éliminé.

Annexe A9 : Exactitude de mesure d'Iliade pour diverses sources d'erreur

Dans cet annexe, j'estime l'erreur sur la mesure télémétrique pour diverses sources d'erreur :

1. La cible se déplace avec une vitesse constante
2. Le bruit de fréquence du laser
3. Exactitude sur la longueur d'onde optique λ_{opt}
4. Exactitude sur la fréquence du battement F
5. Le bruit statistique
6. La mal détermination de la valeur de ISL

L'exactitude de mesure est liée à l'erreur sur la détermination de la phase interférométrique Φ_{inter}.

I. L'effet du déplacement de la cible sur l'exactitude de mesure

Le changement de L entre deux points successifs est $e = 2V\tau$ où V est la vitesse constante de la cible (en m/s), τ est la cadence d'acquisition ($\tau = 15\mu s$).

Dans la procédure à 5 points $\vec{a}_1^{'}$, $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$, $\vec{a}_3^{'}$, les expressions des signaux des 5 points sont présentées dans l'annexe A2.

A partir de l'équation (A2 - 12), on obtient :

$$\left\| \vec{a}_1 - \vec{a}_{0_e} \right| / S - \left| \vec{a}_1 - \vec{a}_0 \right| / S \right| \approx \left| 8\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^3 \times \sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right) e^{i\Psi_{synt}} \right| \qquad \text{(A9 - 1)}$$

Par ailleurs, avec la procédure de 5 points, la longueur du segment est déterminée avec une précision relative meilleure que $2\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^2$ (cf Annexe A2). Ce terme peut donner une erreur en plus de l'ordre $2\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^2 \times \left| \vec{a}_1 - \vec{a}_{0_e} \right| / S_e$ sur $\left| \vec{a}_1 - \vec{a}_0 \right| / S$. En tenant compte de l'erreur sur la valeur de S dans l'équation (A9 - 1), on obtient l'erreur maximale de $\left| \vec{a}_1 - \vec{a}_{0_e} \right| / S_e$ par rapport $\left| \vec{a}_1 - \vec{a}_0 \right| / S$:

$$\left\| \vec{a}_1 - \vec{a}_{0_e} \right| / S_e - \left| \vec{a}_1 - \vec{a}_0 \right| / S \right|_{MAX} \approx 2\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^2 \quad + \quad 8\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^3 \qquad \text{(A9 - 2)}$$

La phase Φ_{inter} est déterminée par :

$$\begin{cases} \left| \vec{a}_1 - \vec{a}_0 \right| / S = \left| \cos\left[\Phi_{\text{inter}}\right] \right| \\ \left| \vec{a}_2 - \vec{a}_0 \right| / S = \left| \sin\left[\Phi_{\text{inter}}\right] \right| \end{cases} \qquad \text{(A9 - 3)}$$

si $\left| \cos\left[\Phi_{\text{inter}}\right] \right| \leq \left| \sin\left[\Phi_{\text{inter}}\right] \right|$ on utilise $\left| \vec{a}_1 - \vec{a}_{0_e} \right| / S_e$ au lieu de $\left| \vec{a}_1 - \vec{a}_0 \right| / S$, si non, on utilise $\left| \vec{a}_2 - \vec{a}_{0_e} \right| / S_e$ au lieu de $\left| \vec{a}_2 - \vec{a}_0 \right| / S$. Au moment où la procédure "hésite" entre $\vec{a}_1$ ou $\vec{a}_2$, on

va bien sûr obtenir des valeurs de la longueur différentes, puisqu'entre temps (pendant les 15µs), la cible a avancé de *e* (jusque 10nm). On peut donc obtenir deux valeurs totalement différentes. Mais ça ne veut pas dire que l'une au moins est fausse: si on considère que la procédure renvoie

i) la valeur de la longueur mais aussi

ii) mais aussi *le moment* correspondant à cette mesure de longueur (ou au moins un binaire disant si la mesure a utilisé $\vec{a}_1$ ou $\vec{a}_2$), alors les deux valeurs sont aussi juste l'une que l'autre.

On sait qu'avec $x = \cos(y)$, ou $x = \sin(y)$ on a :

$$|dy| = |dx| \Big/ \sqrt{1 - x^2} \qquad \text{(A9 - 4)}$$

En choisissant la valeur qui est plus petite entre $|\sin[\Phi_{\text{inter}}]|$ et $|\cos[\Phi_{\text{inter}}]|$, on a toujours $x^2 \leq 1/2$. Avec une valeur de dx qui est fixe, dy est le plus grand lorsque $x^2 = 1/2$, on a donc :

$$|dy|_{MAX} = |dx| \Big/ \sqrt{2} \qquad \text{(A9 - 5)}$$

En appliquant $y = \Phi_{\text{inter}}$, avec l'équation (A9 - 5), on obtient :

$$|dy|_{MAX} \approx |dx| \Big/ \sqrt{2} = \sqrt{2}\left[\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^2 + 4\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^3\right] \qquad \text{(A9 - 6)}$$

En convertissant l'erreur on obtient l'exactitude de la détermination de la longueur ΔL dans le cas où la cible déplace avec une vitesse constante V :

$$d(\Delta L) = \frac{\left|d\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right|_{MAX}}{2\pi} \bar{\lambda}_{opt} \approx \frac{\sqrt{2}\left[\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^2 + 4\left(\pi e / \bar{\lambda}_{opt}\right)^3\right]}{2\pi} \bar{\lambda}_{opt} \qquad \text{(A9 - 7)}$$

Avec la cadence d'acquisition $\tau = 15\mu s$, l'exactitude de mesure liée à la vitesse constante de cible en fonction de la vitesse est présenté dans la figure ci-dessous :

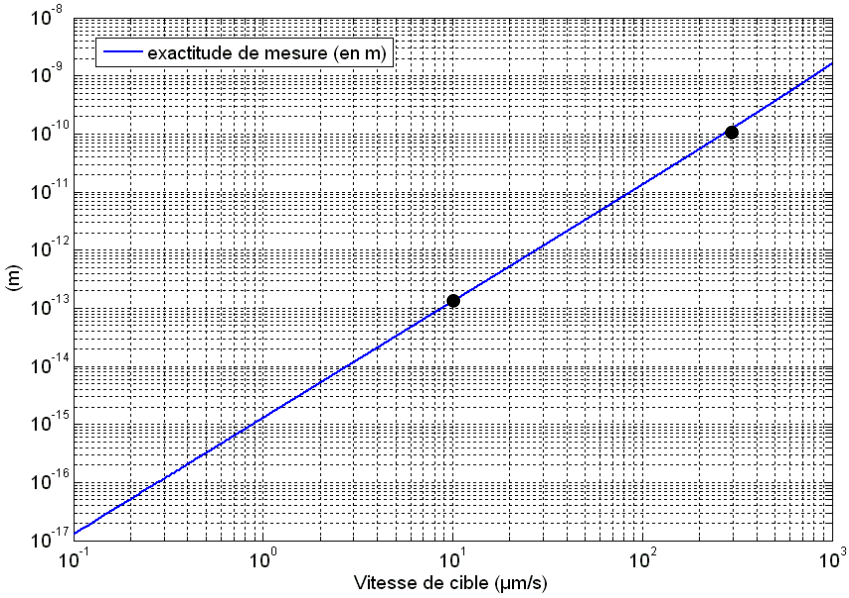


Fig. A9-1. L'erreur de mesure liée au déplacement de la cible à vitesse constante (éq. A9-7)

Les deux points noirs correspondent aux résultats de la simulation (Fig. A9-2)

L'erreur de mesure attendue lorsque la cible se déplace à une vitesse de 10 µm/s et 300 µm/s est de l'ordre de 0.15 pm et 0.12 nm, respectivement.

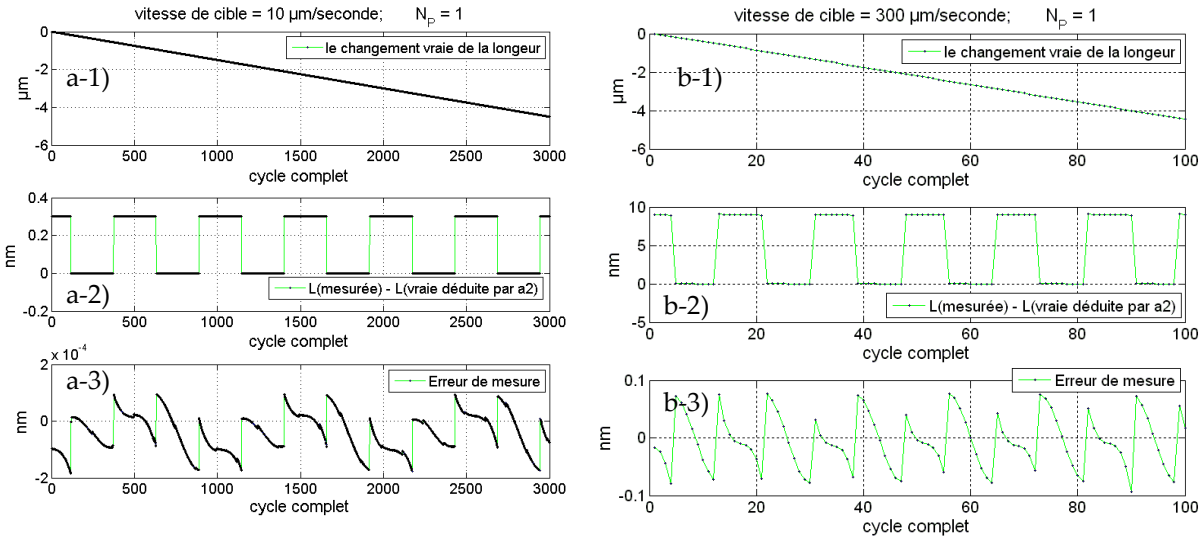


Fig. A9-2. Simulation avec Matlab.

a) Avec la vitesse de 10 µm/s ; b) avec la vitesse de 300 µm/s

La simulation confirme l'ordre de grandeur de l'erreur (Fig. A9-2-a-3 et b-3) liée au déplacement de cible avec une vitesse constante. Les sauts de $2\times V\times\tau$ (Fig. 2-a-2, b-2) viennent du choix de l'information ($\vec{a}_1$ ou $\vec{a}_2$) retenue pour le calcul de la phase interférométrique et traduisent le décalage temporel entre $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_2$.

II. L'effet de bruit de fréquence sur l'exactitude de mesure

On suppose que entre deux points enregistré successifs, la fréquence du laser change de $\Delta\nu$, mais le fréquence du battement est fixe. On suppose que le changement de la fréquence dans un cycle de mesure élémentaire (135µs) est linéaire, on a donc les 5 points mesurés :

$$\begin{aligned}
\vec{a}_1' &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} - 4\pi\Delta L\Delta v/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_1 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} - 2\pi\Delta L\Delta v/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_2 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\sin\left[\Phi_{\text{inter}}\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_3 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 2\pi\Delta L\Delta v/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_3' &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 4\pi\Delta L\Delta v/c\right]e^{i\Psi_{synt}}
\end{aligned} \qquad \text{(A9 - 8)}$$

où $\overrightarrow{mes} \equiv A(1-\varepsilon^2)e^{i\delta(L(t)-l_0)/c}$, $\overrightarrow{réf} \equiv A\varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)/c}$, $\Delta L \equiv L - l$, $S \equiv 2A\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}$,
$\Psi_{synt} \equiv \delta\left(\left(L(t)+l\right)/2 - l_0\right)/c$, $\bar{\lambda}_{opt} \equiv c/\left(v_{opt} + F/2\right)$, $\Phi_{\text{inter}} \equiv \left[2\pi\Delta L/\bar{\lambda}_{opt}\right]_{\text{modulo } 2\pi}$.

En comparant avec l'équation (A2-8), on remarque un équivalent entre $e/\bar{\lambda}_{opt}$ et $\Delta L\,\Delta v/c$.
En développant similairement, on tire de l'éq (A9-7) l'exactitude de mesure de ΔL dans le cas où il y a un bruit de fréquence :

$$d\left(\Delta L\right) = \frac{\left|d\left(\Phi_{\text{inter}}\right)\right|_{MAX}}{2\pi}\bar{\lambda}_{opt} \approx \frac{\sqrt{2}\left[\left(\pi\Delta L\Delta v/c\right)^2 + 4\left(\pi\Delta L\Delta v/c\right)^3\right]}{2\pi}\bar{\lambda}_{opt} \qquad \text{(A9-9)}$$

En traçant l'erreur de mesure en fonction de Δv avec quatre valeurs de la longueur à mesurer, $L = 10$, 100, 1000, 10000 m, on obtient la Fig. A9-3.

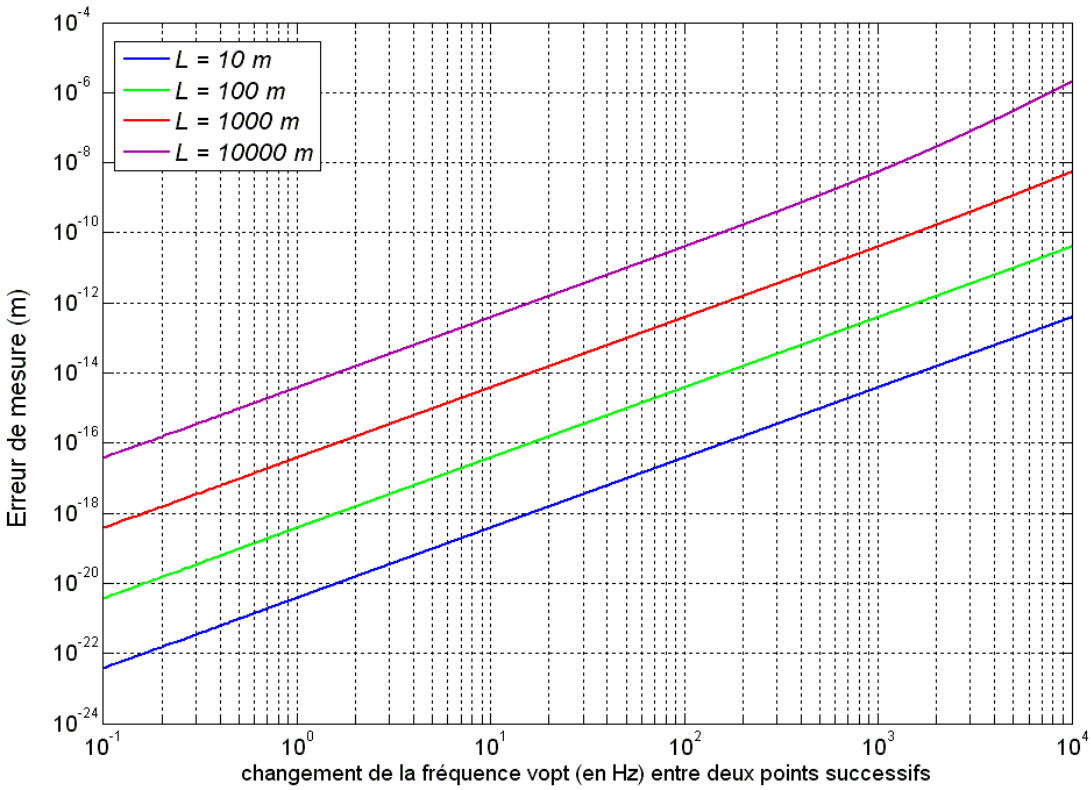


Fig. A9-3. L'erreur de mesure liée à la variation de fréquence entre deux points successifs pendant le motif à cinq points

En utilisant les données de la Fig. A3-3 j'ai montré que le bruit de fréquence du laser maître (laser fibré) est de l'ordre de 500 Hz à l'échelle de 15 µs. Un changement de 1kHz/15µs peut donner une erreur 4×10^{-15} m sur la longueur de 10m, une erreur de 0.4 pm sur une longueur de 100 m, et 40 pm sur une longueur de 1000 m, et 5.5 nm sur une longueur de 10000 m.

Si ce bruit de fréquence ne permet pas la résolution souhaitée, notamment aux longues distances, il faut donc stabiliser la fréquence du laser à court terme sur un laser de plus faible bruit de fréquence. Si un tel laser de référence est disponible, on peut remarquer qu'un verrouillage en phase de notre laser sur cette référence suffit à le stabiliser. Sur la Fig. A9-4, je trace différents spectres de bruit de mesure de longueur :

- le bruit sur la mesure de 43ms montrée à la Fig. A9-4 (spectre rouge, identique au spectre de Fig. 6.10)

- le bruit de fréquence du laser maître non stabilisé, converti en bruit de longueur (spectre bleu)

- le bruit de phase résiduel du verrouillage en phase (obtenu dans le cadre de la thèse de Clément Courde [Courde 2011, Fig. 4.17, p. 61]), converti en bruit de longueur pour ΔL = 7.5 m et 2000 m: le bruit est inférieur à 10^{-5} nm/√Hz.

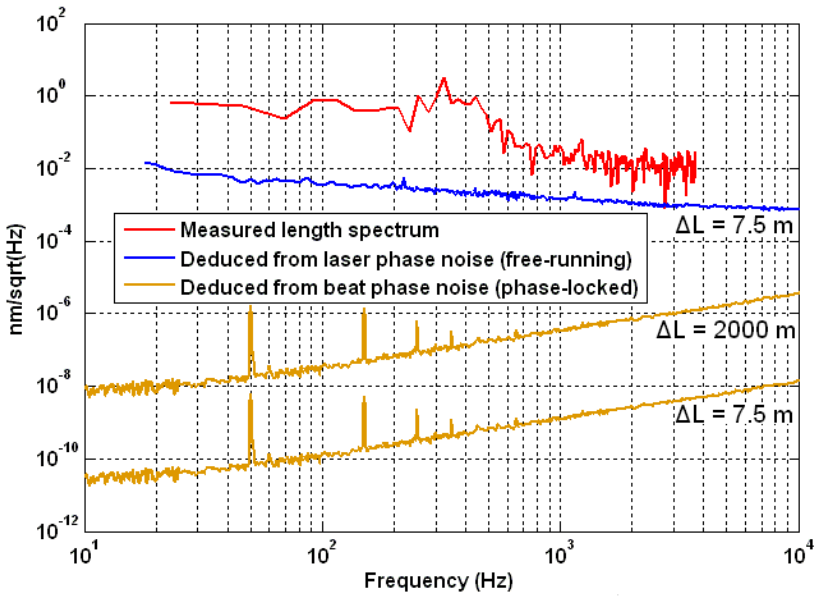


Fig. A9-4. Bruit de longueur déduit à partir de bruit de fréquence de la source laser.
En bleu: laser maître libre. En jaune: bruit associé au bruit résiduel du verrouillage en phase. En rouge: spectre de bruit de la mesure, sur 43 ms, du chemin de 7.5 m dans l'air.

Le bruit ajouté par le verrouillage en phase n'empêche donc pas d'atteindre une résolution de quelques pm sur la mesure de longueur de 43ms, même sur une distance kilométrique.

III. L'exactitude de mesure liée à l'exactitude sur la longueur d'onde optique λ_{opt}

Notre connaissance de la longueur d'onde optique intervient sur l'exactitude de mesure. Je suppose que on connait la fréquence optique avec une erreur de $E\left(v_{opt}\right)$, les 5 vecteurs mesurés deviennent :

$$\begin{aligned}
\vec{a}_1' &= \vec{a}_1 = \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 2\pi\Delta L E\left(v_{opt}\right)/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_2 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\sin\left[\Phi_{\text{inter}} + 2\pi\Delta L E\left(v_{opt}\right)/c\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_3' &= \vec{a}_3 = \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + 2\pi\Delta L E\left(v_{opt}\right)/c\right]e^{i\Psi_{synt}}
\end{aligned} \qquad \text{(A9 - 10)}$$

où $\overrightarrow{mes} \equiv A(1-\varepsilon^2)e^{i\delta(L(t)-l_0)/c}$, $\overrightarrow{réf} \equiv A\varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)/c}$, $\Delta L \equiv L - l$, $S \equiv 2A\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}$,
$\Psi_{synt} \equiv \delta\left(\left(L(t)+l\right)/2 - l_0\right)/c$, $\bar{\lambda}_{opt} \equiv c/\left(v_{opt} + F/2\right)$, $\Phi_{\text{inter}} \equiv \left[2\pi\Delta L/\bar{\lambda}_{opt}\right]_{\text{modulo } 2\pi}$.

On aura une erreur systématique de $2\pi\Delta L E\left(v_{opt}\right)/c$ sur la détermination de la phase interférométrique Φ_{inter}. On obtient donc une erreur sur la détermination de la longueur à mesurer :

$$d\left(\Delta L\right) = \frac{d\left(\Phi_{\text{inter}}\right)}{2\pi}\bar{\lambda}_{opt} = \frac{E\left(v_{opt}\right)}{v_{opt} + F/2}\Delta L \qquad \text{(A9 - 11)}$$

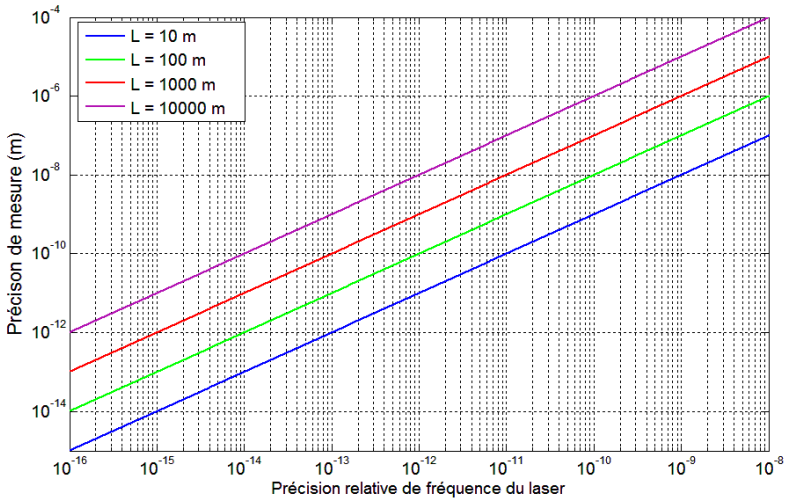


Fig. A9-5. Précision de mesure en fonction de la précision relative de la fréquence du laser

Il y a des équipes qui ont réussit à stabiliser la fréquence de lasers 1.54238 µm sur une cellule acétylène $^{13}C_2H_2$ au niveau de 10^{-11} relative, avec une stabilité de 10^{-14} à 5000 s. La fréquence a été mesurée à 194 369 569 383.6 (1.3) kHz. [Hong 2003] [Edwards 2004] [Jiang 2005]. Au niveau de 10^{-11}, on peut avoir une exactitude sub nanométrique sur une mesure de longueur d'une centaine de mètres et une exactitude sub micronique sur une longueur d'une centaine de

kilomètres. Un peigne de fréquences auto-référencé peut être nécessaire si une exactitude meilleure est recherchée.

IV. L'exactitude de mesure liée à l'exactitude sur la fréquence du battement, F

Je suppose qu'on connait la fréquence du battement avec une erreur de ΔF, les 3 vecteurs mesurés deviennent :

$$\vec{a}_1' = \vec{a}_1 = e^{i2\pi\Delta F(L-l_0)/c} \times \overrightarrow{mes} + e^{i2\pi\Delta F(l-l_0)/c} \times \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + \pi\Delta F\left(L-l\right)/c\right] e^{i\Psi_{synt}} \times e^{i2\pi\Delta F(L+l-2l_0)/2c}$$
$$\vec{a}_2 = e^{i2\pi\Delta F(L-l_0)/c} \times \overrightarrow{mes} + e^{i2\pi\Delta F(l-l_0)/c} \times \overrightarrow{réf} - S\sin\left[\Phi_{\text{inter}} + \pi\Delta F\left(L-l\right)/c\right] e^{i\Psi_{synt}} \times e^{i2\pi\Delta F(L+l-2l_0)/2c}$$
$$\vec{a}_3 = \vec{a}_3 = e^{i2\pi\Delta F(L-l_0)/c} \times \overrightarrow{mes} + e^{i2\pi\Delta F(l-l_0)/c} \times \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + \pi\Delta F\left(L-l\right)/c\right] e^{i\Psi_{synt}} \times e^{i2\pi\Delta F(L+l-2l_0)/2c}$$

(A9 - 12)

Sur la détermination de la phase des vecteurs $\overrightarrow{mes}$ et $\overrightarrow{Int}$, on a une erreur de $2\pi\Delta F\left(L-l_0\right)/c$, et $2\pi\Delta F\left(L+l-2l_0\right)/2c$, respectivement. La différence de longueur ΔL_{synt} est déterminée par les deux phases, avec l'erreur

$$d\left(\Delta L_{synt}\right) = \frac{\Delta F}{F}\left(L-l\right) \qquad \text{(A9 - 13).}$$

Si l'erreur $d\left(\Delta L_{synt}\right)$ ne dépasse pas $\bar{\lambda}_{opt}/2$, l'erreur de mesure est déterminé par l'erreur de la mesure de phase interférométrique, du fait de la dépendance $\Phi_{\text{inter}} = 2\pi\left(v_{opt} + F/2\right)\times\Delta L/c$.

$$d\left(\Delta L_{\text{inter}}\right) = \frac{\pi\Delta F\left(L-l\right)/c}{2\pi}\bar{\lambda}_{opt} = \frac{\Delta F}{F}\times\frac{\bar{\lambda}_{opt}}{2\Lambda}\times\left(L-l\right) \qquad \text{(A9 - 14)}$$

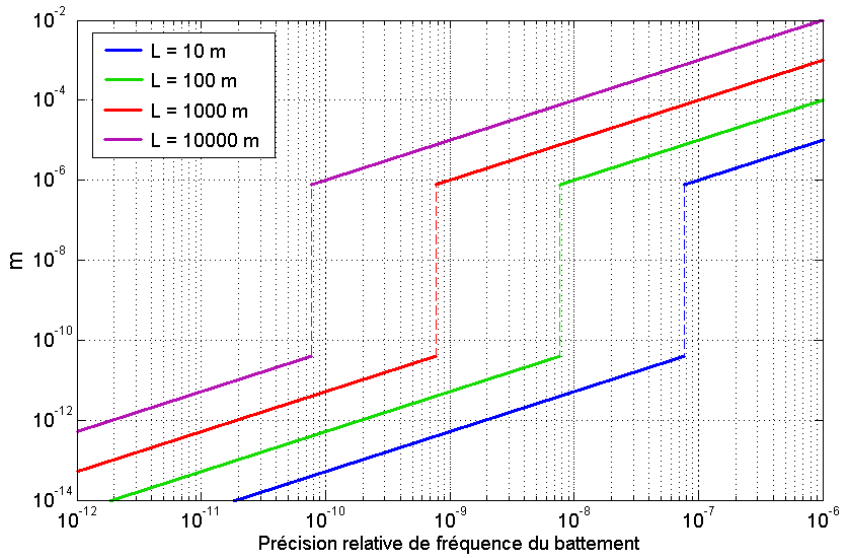


Fig. A9-6. Exactitude de la mesure en fonction de l'exactitude relative sur la fréquence du battement

Si on veut que le télémètre marche avec une très haute précision pour une distance de quelques km, il faut connaître la fréquence du battement avec une précision relative meilleure que 10^{-10} (c.à.d de l'ordre du Hz sur 20 GHz).

V. Bruit statistique dans le cas idéal : pas d'effets systématiques), la cible est fixe, sans bruit de fréquence, on connait λ_{opt} et F sans erreur.

Les bruits statistiques apparaissent dans les acquisitions des points, sur $3\times N$ points.

$$\begin{aligned}
\vec{a}_{1i} &= \left(B_x^{1,i} + jB_y^{1,i}\right) + \left[\vec{a}_{0i} + S\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi}\right] \\
\vec{a}_{2i} &= \left(B_x^{2,i} + jB_y^{2,i}\right) + \left[\vec{a}_{0i} - S\sin\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi}\right] \qquad \text{(A9 - 15)} \\
\vec{a}_{3i} &= \left(B_x^{3,i} + jB_y^{3,i}\right) + \left[\vec{a}_{0i} - S\cos\left(\Phi_{\text{inter}}\right)e^{i\Psi}\right]
\end{aligned}$$

Où : $\left(B_x^{1,i} + jB_y^{1,i}\right)$ est le bruit statistique sur la mesure de point *k* du groupe *i*, *i = 1:N*. Nous supposons un bruit de distribution gaussienne, d'écarts-types identiques selon les deux axes du plan complexe *x* et *y* : $\sigma_B(x) = \sigma_B(y) = \sigma$.

La simulation ci-dessous génère un ensemble de données télémétriques affectées de bruit, et regarde l'écart entre le résultat de la procédure d'extraction et la longueur vraie. La longueur vraie dérive en fonction du temps.

La simulation est effectuée pour différentes valeurs de la longueur du cycle complet (nombre N de cycles élémentaires de mesures) et, d'abord, en choisissant la valeur $\sigma = 2\pi\times 4.5\times 10^{-5}$ qui correspond au bruit observé (Fig. 6-7). Les figures ci-dessous représentent : a) le changement de la longueur au cours des cycles complets ; b) L'erreur de mesure (différence entre la longueur vraie et la longueur mesurée). La simulation est faite au segment radial.

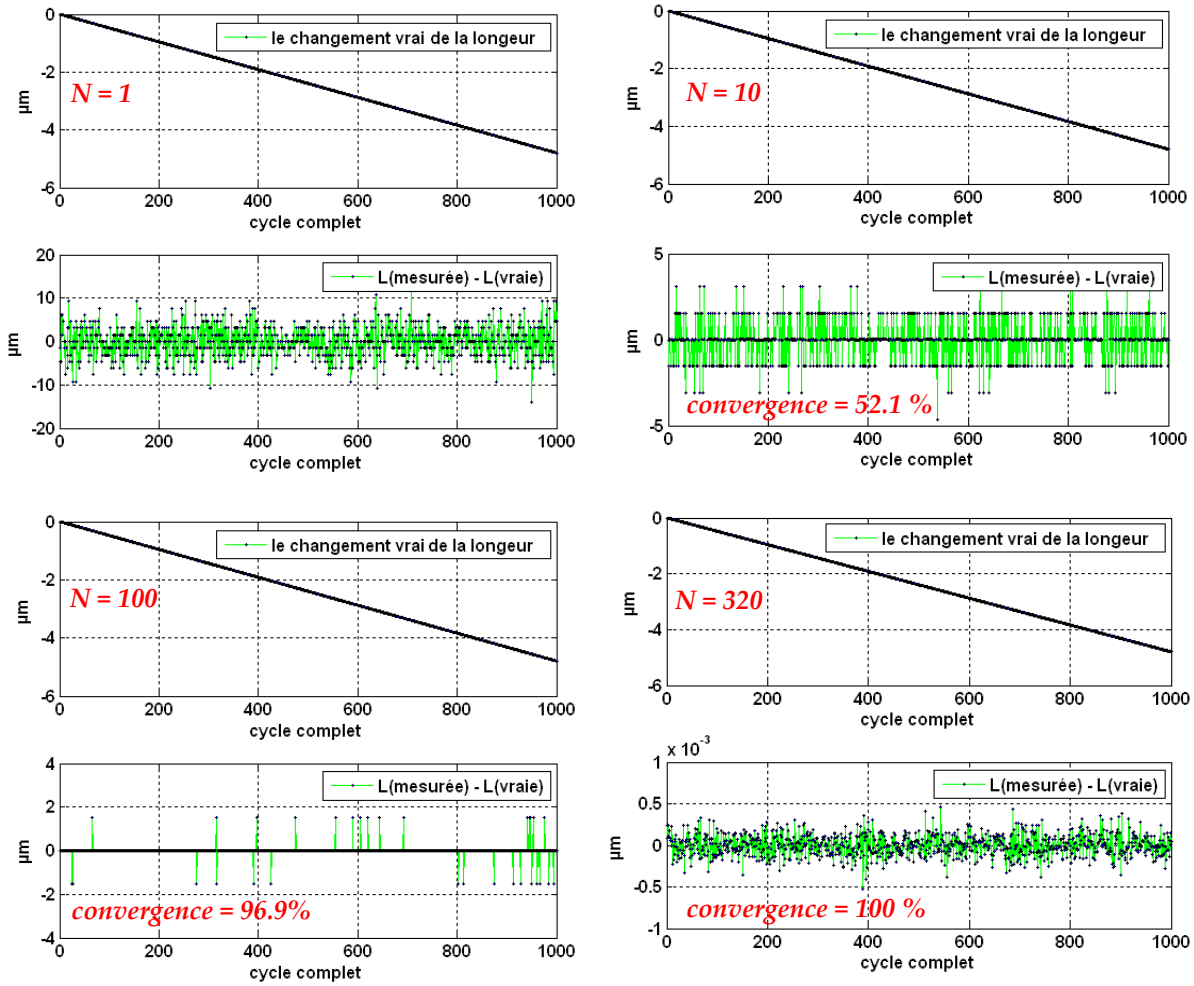


Fig. A9-7. Précision de mesure en fonction de la précision relative de la fréquence du battement
a) variation de la longueur au cours des cycles; b) L'erreur de mesure (différence entre la longueur vraie et la longueur mesurée). La simulation est faite au segment radial

On voit bien qu'en augmentant le nombre de mesures élémentaires, on arrive à éliminer tous les sauts ± longueur d'onde optique causés par le bruit statistique.

Pour avoir une idée de l'effet du bruit statistique sur l'exactitude de mesure, je trace la courbe de la valeur quadratique moyenne de l'erreur en fonction de niveau de bruit statistique. En prenant N = 320 comme dans le montage expérimental.

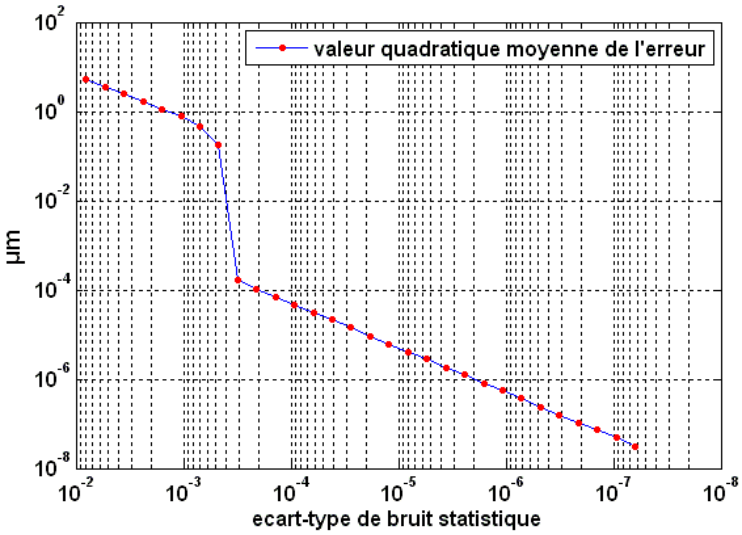


Fig. A9-8. Valeur quadratique moyenne de l'erreur en fonction de niveau de bruit statistique (identique à la Fig. 5-42 de §5.6)

Si le bruit statistique en valeur relative σ est inférieur à 3.2×10^{-4} radian, le bruit sur la mesure de ΔL s'écrit sous la forme :

$$\sigma_L \approx \sigma \frac{\bar{\lambda}_{opt}}{2\pi S}\sqrt{\frac{2\pi}{2+\pi}} \qquad \text{(A9 - 16)}$$

où S est la demi-longueur du segment.

La Fig. A9-8 ci-dessus montre que lorsque le niveau de bruit statistique est assez petit, l'exactitude de mesure passe brutalement du niveau micronique au niveau sub-nanométrique.

VI. L'effet de l'erreur sur la détermination de la valeur de l'ISL.

La mesure de temps de vols nous donne la valeur absolue de la longueur avec une certaine précision, cette erreur apparait dans la valeur de l'ISL qu'on utilise pour la procédure télémétrique de 3 points. Ce paragraphe cherche l'effet de cette erreur de l'*ISL* sur le résultat final.

Je suppose qu'on connait l'*ISL* avec une erreur relative e_{ISL}, nous avons donc les formule des points mesurés :

$$\begin{aligned}
\vec{a}_1 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} + S\cos\left[\Phi_{\text{inter}}\right]e^{i\Psi_{synt}} \\
\vec{a}_2 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\sin\left[\Phi_{\text{inter}} + \pi e_{ISL}/2\right]e^{i\Psi_{synt}} \qquad \text{(A9 - 17)} \\
\vec{a}_3 &= \overrightarrow{mes} + \overrightarrow{réf} - S\cos\left[\Phi_{\text{inter}} + \pi e_{ISL}\right]e^{i\Psi_{synt}}
\end{aligned}$$

où $\overrightarrow{mes} \equiv A(1-\varepsilon^2)e^{i\delta(L(t)-l_0)/c}$, $\overrightarrow{réf} \equiv A\varepsilon^2 e^{i\delta(l-l_0)/c}$, $\Delta L \equiv L - l$, $S \equiv 2A\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}$,
$\Psi_{synt} \equiv \delta\left(\left(L(t)+l\right)/2 - l_0\right)/c$, $\bar{\lambda}_{opt} \equiv c/\left(v_{opt} + F/2\right)$, $\Phi_{\text{inter}} \equiv \left[2\pi\Delta L/\bar{\lambda}_{opt}\right]_{\text{modulo } 2\pi}$.

Avec ce type d'erreur, les points sont déplacés sur le segment. Il n'y a pas donc d'effet sur la détermination de la direction du vecteur $\overrightarrow{Int}$, mais sur la détermination du centre de segment.

Avec $e_{ISL} \ll 1$, on aura : $\vec{a}_{0_e} \approx \vec{a}_0 + S\,\pi e_{ISL}/2 \times \sin\left[\Phi_{\text{inter}} + \pi e_{ISL}/2\right]e^{i\Psi_{synt}}$

La conséquence est donc une erreur maximum de $S\,\pi e_{ISL}/2$ radian sur la direction du vecteur $\overrightarrow{mes}$. Pour que cette erreur ne dépasse pas la limite de $2\pi \times \bar{\lambda}_{opt}/4\Lambda$, on aura pour $S \approx 0.5$ la limite de l'erreur sur *ISL* : $e_{ISL} < 2\bar{\lambda}_{opt}/\Lambda$ qui vaut de 2×10^{-4}.

La simulation est faite avec 1000 cycles de mesure complet sur une longueur à mesurer de $L \approx 7.5$ m. Le segment est perpendiculaire avec le grand vecteur $\overrightarrow{mes}$, situation la plus défavorable. La simulation montre que, ne l'absence de bruit statistique, l'erreur sur la valeur de l'*ISL* est sans conséquence sur la convergence de la procédure jusque $e_{ISL} = 2\times10^{-4}$.

La limite de $e_{ISL} = 2\times10^{-4}$ nous donne le besoin de l'exactitude de mesure de temps de vols qui vaut de 2mm sur 10 m, et meilleure que une demi longueur d'onde synthétique (7.5 mm) sur les longueurs de 100 m ou quelques kilomètres.

Annexe A10 Avantages et limites de l'utilisation des fibres "PM"

Les fibres optiques servent à propager la lumière dans un support souple, déformable (et notamment "repliable/dépliable" en lovant/délovant la fibre) donc avec un service rendu considérable: le faisceau délivré n'est pas fonction de la géométrie de la fibre entre le collimateur d'entrée et le collimateur de sortie. Toutefois l'inconvénient majeur est que la polarisation est affectée par la propagation dans la fibre: la polarisation en sortie sera donc fonction de la disposition de la fibre,

i- parce que la courbure de la fibre engendre une biréfringence de contrainte

ii- parce que le "transport" du faisceau engendre une modification de la polarisation, pour des raisons qui tiennent à la géométrie des enroulements de la fibre.

Les fibres PM (polarization maintaining) remèdient à cet inconvénient car leur préparation a pour effet d'y créer une forte biréfringence (du fait d'une contrainte transverse obtenue, par exemple, avec des "barreaux de contrainte"). Si, à l'entrée, la polarisation est *proche* d'un des deux axes propres, on peut l'écrire, en décomposant selon les deux axes propres ($\vec{x}, \vec{y}$):

$$\hat{\varepsilon}(z=0) = \begin{pmatrix} 1 \\ \delta \end{pmatrix} \qquad \text{(A10 - 1)}$$

où δ est petit et en général complexe. On propage cette polarisation le long de la fibre:

$$\hat{\varepsilon}(z) = \begin{pmatrix} \exp(in_x z/\lambda) \\ \delta \exp(in_y z/\lambda) \end{pmatrix} = \exp(in_x z/\lambda) \begin{pmatrix} 1 \\ \delta \exp(i(n_y - n_x)z/\lambda) \end{pmatrix} \qquad \text{(A10 - 2).}$$

La polarisation va donc *osciller* de part et d'autre de l'axe $\vec{x}$: la biréfringence $n_x - n_y$ est telle que $(n_y - n_x)z/\lambda \approx 2\pi$ pour z de l'ordre du mm (c'est la "beat length", qui caractérise la fibre PM). Mais l'amplitude de cette oscillation n'excède jamais δ. La polarisation a donc été "maintenue" proche de l'axe $\vec{x}$.

Considérons le cas réel d'une fibre non rectiligne: en plus de la forte biréfringence due aux barreaux de contrainte il y a une biréfringence extérieure, beaucoup plus faible, dont les axes sont parfois à 45° des axes ($\vec{x}, \vec{y}$), donc à 45° de $\hat{\varepsilon}$. Cette biréfringence extérieure aura pour effet de changer la direction des axes propres de la fibre, mais par un angle petit car les biréfringences extérieures sont typiquement 100 fois plus faibles que la biréfringence inscrite dans la fibre. Il y a toutefois une situation où une modification significative de la polarisation est possible, c'est le cas où la biréfringence extérieure est modulée spatialement avec une fréquence spatiale égale à 1/(*beat length*): ne peut induire une transition de $\vec{x}$ vers $\vec{y}$ que la partie du spectre dont le vecteur d'onde correspond à la différence entre les vecteurs d'onde $2\pi n_x/\lambda$ et $2\pi n_y/\lambda$. Puisque le spectre de la biréfringence extérieure n'a pas de composantes en dessous de $(20\text{ cm})^{-1}$, la grande biréfringence, qui permet d'avoir une *beat length* typiquement millimétrique, permet de maintenir la polarisation le long d'un axe propre, à condition qu'en entrée de la fibre l'alignement $\vec{\varepsilon} // \vec{x}$ ait été réalisé avec soin.

Il faut noter que l'alignement en entrée d'une fibre (la quantité $|\delta| = angle(\vec{\varepsilon}, \vec{x})$ ci-dessus) détermine la stabilité de la polarisation: si les conditions changent (température, disposition/enroulement de la fibre PM), on peut attendre que la polarisation change, dans l'intervalle angulaire $[-|\delta|,+|\delta|]$ autour de $\vec{x}$, du fait des variations des deux indices n_x, n_y. Des variations de quelques degrés de la température ambiante ne changent rien au caractère PM de la fibre. En revanche [Koh 2006, Fig. 9 p. 63510L-5] elles peuvent avoir pour conséquence que la polarisation transmise varie en explorant tout l'intervalle $[-|\delta|,+|\delta|]$. Il faut remarquer que la valeur de $|\delta|$ résulte de tous les défauts qui peuvent apparaître

- l'alignement des axes et de la clef du connecteur, au moment de la pose du connecteur sur la fibre PM
- ajustement clef/encoche au niveau des connections. A titre d'exemple, l'utilisation d'une clef étroite dans un prolongateur à encoche large laisse un jeu de l'ordre de (0.14mm/8mm), soit de l'ordre de 0.02 radian.

Il peut être utile de préférer, lorsque c'est possible, des soudures à des connecteurs.

On notera qu'une autre solution a été mise en œuvre pour stabiliser la polarisation: la "fibre polarisante" [Koh 2006], à ne pas confondre avec la fibre à maintien de polarisation: la fibre est préparée de telle sorte que les pertes sont importantes sur une polarisation, et faibles sur l'autre. Elle peut être nettement préférable à la fibre PM lorsque la stabilité de polarisation est critique et que les longueurs nécessaires ne dépassent pas quelques mètres. Il est surprenant qu'elle soit aussi difficile à trouver dans le commerce. Mais la situation semble évoluer puisque, depuis peu, Thorlabs propose de la fibre polarisante à 1.06µm à son catalogue (modèle HB 1060Z, https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=6100)).